

FÁBIO GARCIA TEMISTOCLES FERREIRA

**ANÁLISE AEROACÚSTICA DE JATOS COAXIAIS EM
REGIME SUBSÔNICO**



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
2013

FÁBIO GARCIA TEMÍSTOCLES FERREIRA

**ANÁLISE AEROACÚSTICA DE JATOS COAXIAIS EM REGIME
SUBSÔNICO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos.

Orientadores:

Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto

Prof. Dr. Odenir de Almeida

Uberlândia - MG

2013

F726p Ferreira, Fábio Garcia Temístocles, 1986-
2012 Análise aeroacústica de jatos coaxiais em regime subsônico /
Fábio Garcia Temístocles Ferreira. - 2013.
136 p. : il.

Orientador: Aristeu da Silveira Neto.
Coorientador: Odenir de Almeida.
Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Uberlândia,
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.
Inclui bibliografia.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Aeronaves - Ruído - Teses.
I. Silveira Neto, Aristeu da, 1955- II. Almeida, Odenir de. III. Uni-
versidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica. IV. Título.

CDU: 621

"... a razão, sob o peso de tanto saber, em vez de exprimir melhor a tensão para a verdade, curvou-se sobre si mesma, tornando-se incapaz (...) de levantar o olhar para o alto e de ousar atingir a verdade do ser."

João Paulo II, Encíclica *Fides et Ratio*.

Agradecimentos

A Deus, criador de toda ciência, pelo seu amor intenso e presente, pelas correções, por me manter firme nas dificuldades. A Ele todos os méritos deste trabalho, nenhum é reservado a mim. À Nossa Senhora das Graças, pela presença e fortalecimento espiritual, pelas graças derramadas na minha vida.

Aos meus pais, pelo apoio, amor e pela formação ética e moral.

À Universidade Federal de Uberlândia e à Faculdade de Engenharia Mecânica, por todo o apoio e estrutura dedicados na oportunidade de realizar este trabalho e na formação acadêmica;

Ao Professor Aristeu da Silveira Neto, pela orientação e exemplo no gosto pela ciência;

Ao Professor Odenir de Almeida, pela co-orientação, pelo apoio e oportunidade de grande crescimento científico;

Aos amigos do laboratório MFlab pela ajuda na pesquisa e pelas discussões filosóficas instigantes. E aos amigos da Faculdade de Engenharia Mecânica, pelo companheirismo e compreensão.

Ao Ministério Universidades Renovadas, por ser instrumento de formação espiritual para mim.

À Embraer SA. pelo apoio em equipamentos e licenças de software;

Ao Cnpq pelo apoio financeiro através da bolsa de estudos.

FERREIRA, F. G. T., **Análise Aeroacústica de Jatos Coaxiais em Regime Subsônico** 2013. 136 f. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

RESUMO

O presente trabalho refere-se ao estudo da influência de parâmetros geométricos e de velocidade de escoamento, sobre o ruído gerado por bocais coaxiais, semelhantes aos utilizados em motores de aeronaves modernas. Para isso, utiliza-se de uma metodologia escolhida de um conjunto de métodos dispostos no código computacional comercial CFD++/CAA++ Metacomp Inc. São propostas equações médias aliadas a um método de sintetização de turbulência e às analogias de Lighthill, a fim de se calcular o espectro de ruído e compará-lo a dados experimentais obtidos do projeto JEAN EU. Nos casos simulados, são previstas variações na razão entre as velocidades do bocal primário (interno) e secundário (corrente *by-pass*) e ainda variações na razão entre a área do bocal primário e secundário; são analisadas as influências da variação destes parâmetros sobre as quantidades turbulentas e sobre o ruído captado por um observador à distância. Percebeu-se que os parâmetros que aumentam os níveis de turbulência necessariamente têm o mesmo efeito sobre o ruído. Os espectros de ruído foram bem calculados dentro da faixa estabelecida (10^2 a 10^4 Hz) com uma diferença de 2 a 8 dB entre os resultados numéricos e os dados experimentais. Em geral, as tendências apontadas pelos dados experimentais são observadas nos dados numéricos e quanto menor a razão de velocidades e maior a razão de área, menor é o ruído relativo emitido.

Palavras chave: Aeroacústica, Ruído de Jato, Bocais Coaxiais.

FERREIRA, F. G. T., **Aeroacoustic Analysis of Coaxial Jets in Subsonic Flow** 2013. 136f.
Master Degree Dissertation, Federal University of Uberlândia, Uberlândia.

ABSTRACT

The present work refers to a study of geometrical and velocity parameters of the flow, and their influence on the noise generated by coaxial nozzles, similar to the ones used in modern aircraft engine. For this purpose, a methodology is chosen from a set of methods disposed within CFD++/CAA++ commercial code Metacomp Inc. Averaged equations coupled with a fluctuation synthesis model and the integral formulation of the Lighthill acoustic analogy are employed to calculate the noise spectrum and compare it to experimental data from JEAN EU Project. In the simulations, are made variations of the secondary to primary stream velocity ratio and the secondary to primary exhaust area ratio; the influence of those parameters in the turbulence and noise are analysed. It was noticed: if the parameter increases the turbulence level, it does the same to the noise level. The noise spectrum was well computed into the range previously established (10^2 a 10^4 Hz), with difference between the numerical and experimental levels is from 2 through 8dB s. In general, the trends pointed by the experimental data are also observed in numerical results, the lower the secondary to primary velocity ratio, and higher the area ratio are, the lower the related noise shall be.

Keywords: Aeroacoustics, Jet Noise, Coaxial Nozzle

Lista de Figuras

1.1	Componentes do ruído total emitido por uma aeronave genérica. Modificado de www.nasa.gov/centers/glenn/about/fs03grc.htm	2
1.2	Esquema do funcionamento do motor aeronáutico tipo <i>Turbojato</i> . Modificado de http://dc347.4shared.com/doc/wQcLvrXn/preview.html	3
1.3	Esquema do funcionamento do motor aeronáutico tipo <i>Turbofan</i> . Modificado de http://www.faa.gov/library/manuals/aircraft/airplane_handbook/media/faa-h-8083-3a-6of7.pdf	3
1.4	Desenho esquemático apresentando algumas características das estruturas típicas encontradas em um escoamento de jato simples.	4
2.1	Campo instantâneo em vista lateral (a) e frontal (b) de um escoamento coaxial mostrando a corrente secundária com coloração traçante escura e evidenciando os vórtices formados nas duas camadas de mistura. Fonte: Villermaux e Rehab (2000).	13
2.2	Diagrama distinguindo as regiões características do jato coaxial.	14
2.3	Esquema apresentado no trabalho de Andersson (2005) para a compreensão dos mecanismos de geração, emissão e alteração do ruído.	17
2.4	Gráfico da diretividade com resultados de algumas modelagens (LES e modelagem híbrida) em comparação com dados experimentais encontrados no trabalho de Eschricht et al. (2008).	21

2.5	Esquema dos ângulos de emissão do jato; origem no sentido da corrente do jato.	22
4.1	Esquema de coordenadas e vetores posição utilizados na integração do termo fonte para avaliação do ruído no local do observador.	45
4.2	Esquema do bocal tipo Short-Cowl evidenciando as correntes primária e secundária no perfil bidimensional (a) e geometria tridimensional (b).	49
4.3	Esquema do bocal de exaustão coplanar e a posição dos observadores em relação ao bocal. (a) perfil do bocal coplanar, e (b) geometria tridimensional.	51
4.4	Dimensões do domínio computacional genérico baseado no diâmetro secundário D_S e aspecto da malha com refinamento local.	52
4.5	Visualizações ampliadas da malha utilizada para o bocal coplanar com a geometria do projeto JEAN. (a) Vista frontal e (b) vista em perspectiva.	53
4.6	Malha utilizada no trabalho de Fayard et al. (2008).	54
4.7	Vista frontal (a) e vista em perspectiva (b) da malha utilizada para o bocal <i>Short-Cowl</i> com geometria do projeto CoJeN.	55
4.8	Recorte da porção do domínio fluidodinâmico que interessa ao cálculo acústico (a) e malha acústica isolada (b).	56
4.9	Esquema da imposição das condições de contorno nas fronteiras do domínio.	58
5.1	Diagrama esquemático das linhas de extração de perfis para o bocal coplanar de modelo JEAN.	59
5.2	Diagrama esquemático das linhas de extração de perfis para o bocal <i>Short-Cowl</i>	60
5.3	Perfis radiais de velocidade u absoluta para as simulações com diferentes malhas. Linhas de extração nas posições (a) 121mm, (b)394mm, (c)494mm, (d)694mm, (e)894mm e (f)1094mm.	62

5.4	Perfis radiais da componente $u'u'$ do tensor de Reynolds para as simulações com diferentes malhas. Linhas de extração nas posições (a) $121mm$ ($0,44D_S$), (b) $394mm$ ($1,43D_S$), (c) $494mm$ ($1,8D_S$), (d) $694mm$ ($2,52D_S$), (e) $894mm$ ($3,2D_S$) e (f) $1094mm$ ($4D_S$).	63
5.5	Corte do campo de velocidade u da no plano xy da simulação com o bocal <i>Short-Cowl</i>	64
5.6	Linhas axiais de extração distribuídas ao longo da linha de centro, perfil u (a) e perfil $u'u'$ (b), da linha de bordo interna, perfil u (c) e perfil $u'u'$ (d) e da linha de bordo externa, perfil u (e) e perfil $u'u'$ (f).	66
5.7	Perfis radiais da velocidade absoluta u em comparação com dados experimentais. Linhas de extração nas posições (a) $121mm$ ($0,44D_S$), (b) $394mm$ ($1,43D_S$), (c) $694mm$ ($2,52D_S$), (d) $1094mm$ ($4D_S$), (e) $1294mm$ ($4,7D_S$) e (f) $1694mm$ ($6,15D_S$).	67
5.8	Perfis radiais da componente $u'u'$ do tensor $u_i u_j$ em comparação com dados experimentais. Linhas de extração nas posições (a) $121mm$ ($0,44D_S$), (b) $394mm$ ($1,43D_S$), (c) $694mm$ ($2,52D_S$), (d) $1094mm$ ($4D_S$), (e) $1294mm$ ($4,7D_S$) e (f) $1694mm$ ($6,15D_S$).	69
5.9	Comparação entre os perfis $u'u'$ deslocados de $L_x = 1,5D_S$ e os dados experimentais próximos do fim do núcleo potencial. Perfis experimentais extraídos em (a) $x = 1294mm$, (b) $x = 1694mm$	70
5.10	Iso-superfícies de velocidade (a) e da energia cinética turbulenta k (b) para a simulação RA4RV079.	72
5.11	Perfis radiais de velocidade u para a simulações com o bocal de razão de área $RA = 0,87$. Linhas de extração nas posições (a) plano de exaustão, (b) $2D_S$, (c) $3D_S$, (d) $6D_S$, (e) $9,5D_S$ e (f) $10D_S$	74
5.12	Perfil axial de velocidade u/V_P na linha de centro para as três razões de velocidade: $RV = 0,63$; $0,79$ e $1,0$	75

5.13	Perfis radiais da intensidade turbulenta para a simulações com o bocal de razão de área $RA = 0,87$. Linhas de extração nas posições (a) plano de exaustão, (b) $2D_S$, (c) $3D_S$, (d) $6D_S$, (e) $9,5D_S$ e (f) $10D_S$	76
5.14	Curva da variação do pico de intensidade turbulenta com RV nas camadas cisalhantes primária (linha cheia) e secundária (linha tracejada).	77
5.15	Perfis axiais de velocidade na linha de centro, para $RV = 1,0$ (a) e $RV = 0,79$ (b); e na posição radial, intermediária ao raio do bocal externo e o raio do bocal interno, com razões de velocidade $RV = 0,79$ (c) e $RV = 1,0$ (d).	78
5.16	Perfis radiais de intensidade turbulenta $\sqrt{(2/3)k}/V_P$ para a simulações com o bocal de razão de área $RA = 2,0$ (a e c) e $RA = 4,0$ (b e d). Linhas de extração nas posições (a) $4D_S$ para $RA = 2,0$ e (b) $4D_S$ para $RA = 4,0$, (c) $9,5D_S$ para $RA = 2,0$ e (d) $9,5D_S$ para $RA = 4,0$	79
5.17	Perfis radiais de intensidade turbulenta para a simulações com o bocal de razão de área $RV = 1,0$. Linhas de extração nas posições (a) $2D_S$, (b) $4D_S$, (c) $9D_S$, (d) $10D_S$	80
5.18	Perfis radiais de intensidade turbulenta para a simulações com o bocal de razão de área $RV = 0,79$. Linhas de extração nas posições (a) $2D_S$, (b) $4D_S$, (c) $9D_S$, (d) $10D_S$	81
5.19	Sinal do nível de pressão sonora em escala de banda estreita para o cálculo com $N = 100; 200$ e 300	83
5.20	Aspecto da malha original e da malha após o refinamento nas regiões do jato inicial e região de mistura.	84
5.21	Comparação entre o ruído da simulação RA087RV063 calculado com a malha original e a malha refinada na região do jato inicial.	85
5.22	Espectros de ruído para o cálculo com o tempo de amostragem $t_a = 1,5$ e $3,0$ s em comparação com dados experimentais da simulação RA2RV1 para um observador a 90°	85

5.23	Nível de pressão sonora em terço de banda de oitava para a simulação RA2RV063 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	87
5.24	Nível de pressão sonora a 90° para a simulação RA2RV079 (a) e RA2RV1 (b). .	88
5.25	Comparação entre os níveis de pressão sonora para a variação da razão de velocidade na posição angular a 90° com razão de área $RA = 0,87$ (a), $RA = 2,0$ (c) e $RA = 4,0$ (e). Reapresentação dos perfis radiais de intensidade turbulenta na posição $x = 9,5D_S$ para $RA = 0,87$ (b), $RA = 2,0$ (d) e $RA = 4,0$ (f).	90
5.26	Comparação entre os níveis de pressão sonora para a variação da razão de área na posição angular a 90° com razão de velocidade $RV = 0,79$ (a), $RV = 1,0$ (c). Reapresentação dos perfis radiais de intensidade turbulenta na posição $x = 9,5D_S$ para $RV = 0,79$ (b), $RV = 1,0$ (d).	91
A.1	Esquema demonstrando as dimensões características da malha em relação à subcamada viscosa úteis na função de parede.	107
B.1	Nível de pressão sonora em terço de banda de oitava para a simulação RA087RV063 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	114
B.2	Nível de pressão sonora para a simulação RA087RV079 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	115
B.3	Nível de pressão sonora para a simulação RA087RV1 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	116
B.4	Nível de pressão sonora para a simulação RA2RV079 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	117
B.5	Nível de pressão sonora para a simulação RA2RV1 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	118
B.6	Nível de pressão sonora para a simulação RA4RV079 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	119

B.7	Nível de pressão sonora para a simulação RA4RV1 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).	120
-----	--	-----

Lista de Símbolos

a_0	- Velocidade do som na condição ambiente, $[m/s]$.
D	- Diâmetro do bocal de exaustão do jato, $[m]$.
f	- Frequência em, $[Hz]$.
I	- Intensidade turbulenta, $[-]$.
IS	- Intensidade Sonora, $[dB]$.
k	- Energia cinética turbulenta, m^2/s^2 .
l	- Escala de comprimento local baseada na atividade turbulenta, $[m]$
Ma	- Número de Mach, $[-]$.
N	- Número de modos de Fourier, $[-]$.
p	- Pressão (atmosférica), $[Pa]$.
R	- Raio do bocal de exaustão do jato, $[m]$.
RA	- Razão de Áreas; razão entre a área de exaustão do bocal secundário e a do bocal primário, $[-]$.
RV	- Razão de Velocidades; razão entre a velocidade da corrente secundária e a da corrente primária, $[-]$.
Re	- Número de Reynolds, $[-]$.
s	- Entropia específica, $[kJ/kgK]$.
St	- Número de Strouhal, $[-]$.
t	- Tempo, $[s]$.
t_a	- Tempo de amostragem no cálculo do campo sintetizado, $[s]$.
t^*	- Tempo retardado de um intervalo necessário para a onda sonora viajar da fonte ao observador, $[s]$

T	- Temperatura, $[K]$.
T_{ij}	- Tensor de Lighthill, $[Kg/ms^2]$.
u	- Componente de velocidade absoluta na direção x , $[m]$.
U	- Velocidade do escoamento médio, $[m/s]$.
v	- Componente de velocidade absoluta na direção y , $[m]$.
V	- Velocidade nominal (e.g. de exaustão do jato), $[m/s]$.
w	- Componente de velocidade absoluta na direção z , $[m]$.
x	- Componente de direção do sistema cartesiano, $[m]$.
x_i	- Cada uma das três componentes cartesianas do vetor posição, $[m]$.
$\vec{X}$	- Vetor posição do observador (ouvinte) do ruído, $[m]$.
y	- Componente de direção do sistema cartesiano, $[m]$.
$\vec{Y}$	- Vetor posição da fonte sonora, $[m]$.
y_i	- Cada uma das três componentes do vetor posição da fonte sonora, $[m]$.
z	- Componente de direção do sistema cartesiano, $[m]$.

Símbolos Gregos

α	- Difusividade térmica, $[m^2/s]$.
γ	- Razão de calores específicos a pressão constante e a volume constante $\frac{c_p}{c_v}$, $[-]$.
δ_{ij}	- Tensor Delta de Kroneker.
ϵ	- Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, $[m^2/s^3]$.
κ	- número de onda, $[1/m]$.
λ	- Comprimento de onda, $[m]$.
μ	- Viscosidade dinâmica, ou viscosidade absoluta, $[N.s/m^2]$.
ν	- Viscosidade cinemática, $[m^2/s]$.
ρ	- Massa específica, $[kg/m^3]$.
σ	- Operador estatístico Variância.
σ_{ij}	- Tensor tensão viscosa, $[N/m^2]$.
τ	- Escala de tempo local baseada na atividade turbulenta, $[s]$.
τ_w	- Tensão viscosa na superfície sólida, $[N/m^2]$.

ω - Frequência em, $[rad/s]$.

Siglas

CFD - Dinâmica dos Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics*).
 CAA - Aeroacústica Computacional (*Computational Aeroacoustics*).
 DNS - Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulations*).
 ICAO - Organização da Aviação Civil Internacional (*International Civil Organization*).
 LES - Simulação das Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation*).
 RANS - Equações médias de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*).
 SPL - Nível de Pressão Sonora (*Sound Pressure Level*), $[dB]$.

Índices

$\prime$ - Flutuação da variável.
 i e j - Índice da notação de Einstein de componentes, $i, j = 1, 2, 3$ para as componentes x, y e z .
 o - Propriedade de estagnação.
 p - variáveis referentes à função de parede.
 P - Variável referente à corrente primária do jato coaxial.
 S - Variável referente à corrente secundária do jato coaxial.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Aeroacústica	5
1.1.1	Metodologias Numéricas para Aeroacústica	6
1.2	Objetivos	8
2	Fenomenologia do Problema	11
2.1	Escoamento de um Jato Simples	11
2.2	Jatos Coaxiais	12
2.3	Aeroacústica de Jatos	16
3	Revisão Bibliográfica	25
3.1	A metodologia RANS	27
3.2	Efeitos de alguns parâmetros	29
4	Metodologia	33
4.1	Metodologia Fluidodinâmica	34
4.1.1	Modelagem da Turbulência	35
4.1.2	Sintetização de Turbulência	37
4.2	Metodologia Aeroacústica	40

4.2.1	Equações Modeladoras	40
4.3	Analogias Acústicas	42
4.3.1	As analogias acústicas de Lighthill	42
4.3.2	Solução Integral de Curle	45
4.4	Discretização	47
4.4.1	Discretização Temporal	47
4.4.2	Discretização Espacial	47
4.5	Casos Investigados	48
4.5.1	Geometrias	49
4.5.2	Domínio Computacional e Características de Malha	51
4.5.3	Condições Iniciais e de Contorno	56
4.6	Ferramentas de Simulação	58
5	Resultados	59
5.1	Análise de Malha	60
5.2	Validação	64
5.3	Resultados para o Bocal Coplanar	70
5.4	Resultados Acústicos para os Bocais Coplanares	81
5.4.1	Resultados Preliminares	82
5.4.2	Resultados e Discussão	86
6	Conclusões	93
A	Metodologia Complementar	103
A.1	Equações Constitutivas da Aeroacústica	103

A.2	Termos do modelo de Turbulência $k - \epsilon$ Cúbico	104
A.3	Função de Parede	106
A.4	Modelo de Correção de Compressibilidade	108
A.5	Número de Prandtl	110
B	Dados de Simulação do Bocal Coplanar	111

CAPÍTULO I

Introdução

Após os avanços tecnológicos ocorridos na segunda guerra mundial, por volta dos anos 50, se iniciou o desenvolvimento da aeronáutica com um viés comercial, o que naturalmente passou a exigir mais estudos científicos no que diz respeito ao desempenho das aeronaves, mas também à sua emissão de ruído, que se tornava mais nocivo à saúde humana à medida que os motores a jato proporcionavam maiores velocidades às aeronaves e aumentava o tráfego aéreo.

Os trabalhos científicos pioneiros na estimativa de ruído, de uma maneira geral, surgiram nesse contexto e datam daquela época. Autores que fundamentam o escopo deste trabalho como James Lighthill (LIGHTHILL, 1952, 1954) e suas analogias acústicas, propondo uma forma de abordar o problema e outros desenvolvimentos, seguiram com o trabalho de Curle (1955). Datam também desta década, outros trabalhos de igual importância, com outras abordagens para o problema de avaliação de ruído. Aliado a isso, legislações de certificação para o ruído externo de aeronaves começaram a surgir; em 1952, na cidade de Chicago (Estados Unidos da América - EUA), após a convenção ICAO (*International Civil Aviation Organization*), constava a norma ICAO 16 — Proteção Ambiental (*Environmental Protection*), Volume I (Doc 9501)— que tratava da redução de ruído, e ainda outras normas que se aplicam na América do Norte e Europa. Assim, evidencia-se que o problema da emissão de ruído era uma preocupação desde os primórdios da aviação civil.

A Figura 1.1 mostra que em regime de decolagem de uma aeronave o ruído provocado pela exaustão do motor é uma das maiores componentes do ruído total emitido por uma aeronave.

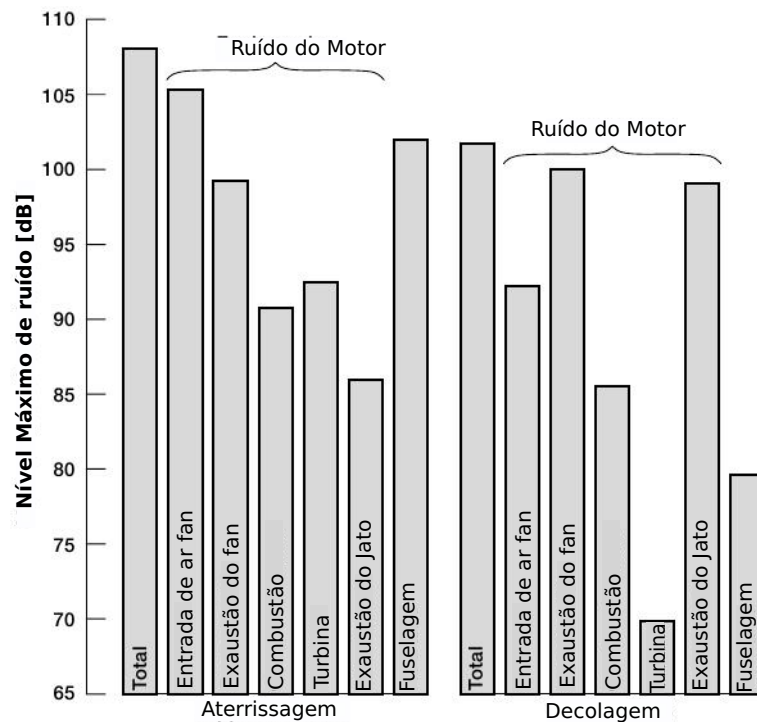


Figura 1.1 – Componentes do ruído total emitido por uma aeronave genérica. Modificado de www.nasa.gov/centers/glenn/about/fs03grc.htm

Com o crescimento do tráfego aéreo, tornando-se obrigatória a redução de emissão acústica das aeronaves, o ruído de jato deve ser um dos primeiros dispositivos aeronáuticos a serem pesquisados com o intuito de sua mitigação (LIGHTHILL, 1954). Viswanathan (2005) aponta que é importante que se trabalhe no sentido de mitigar primeiramente os componentes mais ruidosos do jato (bem como para qualquer ruído que possua mais de um causador). Por esta razão, é importante o estudo do ruído gerado pela exaustão do jato como primordial do ponto de vista da acústica.

Atualmente, as aeronaves comerciais utilizam motores aeronáuticos chamados *turbofans*, que é uma evolução do antigo turbojato. O modelo *turbofan* é um motor cujo ciclo básico de operação é do tipo *Bryton*; possui uma tomada de ar na parte dianteira através do componente chamado *fan*, que atua comprimindo o fluido a uma baixa razão de compressão. O fluido é direcionado para uma série de compressores de pás de alta razão de compressão e, então, para uma câmara de combustão. A seguir, o fluido escoa pela turbina, produzindo trabalho e sofrendo uma expansão. Uma parte desta energia é utilizada pelos compressores e o restante é utilizada para

conferir empuxo à aeronave. A diferença fundamental entre os modernos *turbofans* e os antigos *turbojatos* é a presença de um escoamento secundário que passa apenas pelo primeiro processo de compressão (baixa razão de compressão), que é utilizada para aumentar o empuxo total da aeronave. Esta corrente secundária auxilia o processo de mistura ¹. A Figura 1.2 esquematiza os processos sofridos pelo fluido até a expansão em um motor tipo turbojato. Este pode ser comparado com o motor tipo *turbofan* cuja evolução prevê uma dupla corrente (ver Fig. 1.3).

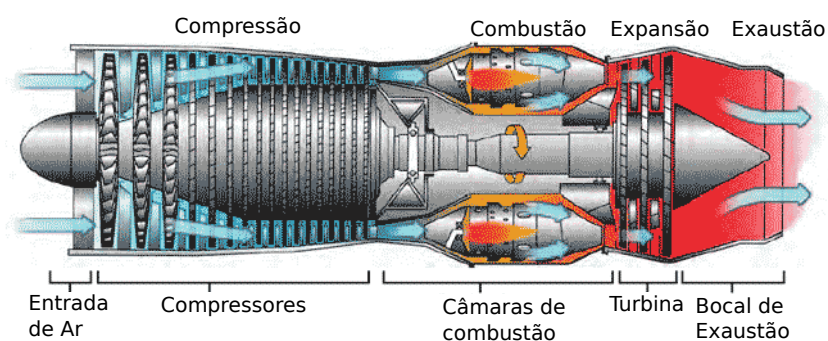


Figura 1.2 – Esquema do funcionamento do motor aeronáutico tipo *Turbojato*. Modificado de <http://dc347.4shared.com/doc/wQcLvrnxn/preview.html>

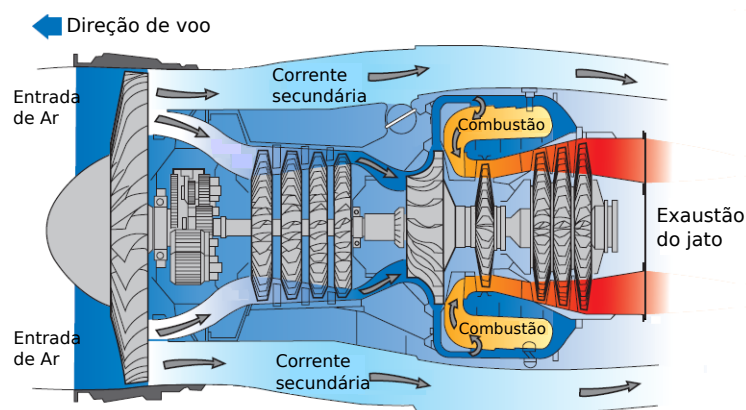


Figura 1.3 – Esquema do funcionamento do motor aeronáutico tipo *Turbofan*. Modificado de http://www.faa.gov/library/manuals/aircraft/airplane_handbook/media/faa-h-8083-3a-6of7.pdf

Na Figura 1.4 identifica-se o núcleo potencial (ou o cone potencial), estrutura tipicamente encontrada em um jato simples. É caracterizada por uma região de escoamento laminar com velocidade acima de 95% da velocidade nominal de exaustão do jato. Entre esta estrutura e o fluido ambiente surge uma região de mistura dos fluidos ambiente e de exaustão, também chamada de Camada Cisalhante (ou Camada de Mistura), caracterizada pelo desenvolvimento

¹Em alguns modelos de motores a corrente secundária pode ser direcionada provocando empuxo reverso com a finalidade de frear a aeronave

de pequenas estruturas vorticiais de alta frequência que sofrem advecção pela corrente principal. Numa região intermediária, após a extinção do núcleo potencial, se desenvolve uma região de interação onde se encontra a transição à turbulência com interação das instabilidades e surgimento de frequências tipicamente intermediárias do espectro de frequências do problema. Esta região recebe o nome de *região de ajuste* (CRIGHTON, 1975) ou *região de interação* (ALMEIDA, 2009). E por fim uma região de turbulência completamente desenvolvida. Nesta região, a energia turbulenta é majoritariamente distribuída em frequências baixas de estruturas maiores.

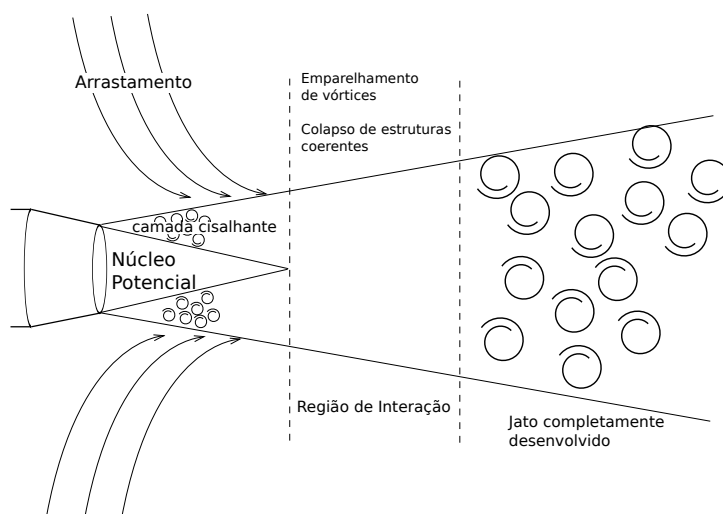


Figura 1.4 – Desenho esquemático apresentando algumas características das estruturas típicas encontradas em um escoamento de jato simples.

Alguns autores, na compreensão do escoamento de jato, distinguem regiões onde o escoamento se comporta de maneira típica, com formações de estruturas de escoamento bastante peculiares encontradas tanto em jatos simples como em jatos coaxiais (CRIGHTON, 1975; MURAKAMI; PAPAMOSCHOU, 2002; LIMA, 2007).

Destaca-se um fluxo central “quente” devido à combustão dos gases chamado de Fluxo Primário (ou Jato Primário), com velocidade maior ² ou igual à velocidade do Fluxo Secundário (ou Jato Secundário). A temperatura do Fluxo Secundário é aproximadamente igual à do ambiente e sua área de exaustão é, normalmente, maior que a do fluxo primário. A configuração conforme apresentada na Figura 1.3 gera um escoamento com duas camadas de mistura na saída do bocal: uma entre a corrente primária e a secundária; e outra entre a corrente secundária e o ambiente. Há ainda complicações devido às diferenças nas áreas de exaustão do bocal, nas

²Para outras aplicações como mistura de fluidos ou queimadores, a velocidade do fluxo secundário pode ser maior que a velocidade do primário.

velocidades, variações na geometria do bocal, além de outros dispositivos que porventura sejam adicionados para a instalação do motor na aeronave.

O escoamento de fluidos apresenta uma vasta e complexa área de estudos e, em consequência de todo o seu movimento caótico, possui como “subproduto” (CRIGHTON, 1975) a geração de perturbação sonora. É sabido que qualquer mecanismo que produza ruído pode ser formulado como um problema de ruído aerodinâmico (HOWE, 1992), como a colisão de corpos, ruído proveniente de lâminas de um motor rotativo aeronáutico, superfícies em vibração, combustão ou o escoamento a partir de um bocal de jato como é o foco deste trabalho.

1.1 Aeroacústica

Foi em meio ao interesse pelo estudo do ruído provocado por interações fluidodinâmicas que se delineou uma nova área de estudo: a Aeroacústica. Uma nomenclatura mais geral é menos utilizada: a Fluido acústica. O termo Aeroacústica é mais amplamente empregado uma vez que o fluido de trabalho de interesse prático da acústica é o ar. Ela é considerada como um ramo ³ da Mecânica dos Fluidos (ou Fluidodinâmica), com ela compartilhando de fenômenos e abordagens. Mais especificamente, a Aeroacústica está preocupada com os mecanismos de geração e propagação acústica tendo o ar como fluido de trabalho. Deste modo, uma boa análise aeroacústica não pode ser alcançada sem uma boa análise fluidodinâmica (MANKBADI, 1951). E neste contexto, dado o atual estágio dos métodos de fluidodinâmica computacional, não se tem acesso aos detalhes das menores estruturas da turbulência necessárias ao cálculo satisfatório da geração de ruído (FISHER; PRESTON; BRYCE, 1998), exceto para problemas a baixo Reynolds e com geometrias simples.

Os conhecimentos no campo da Aeroacústica, naturalmente, compartilham dos conhecimentos antes desenvolvidos na área da Acústica e nas áreas da Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor de forma que as metodologias fundamentais são provenientes destas áreas, além, é claro, de teorias formuladas especificamente na Aeroacústica, como é o caso das analogias acústicas diversas encontradas na literatura. Do ponto de vista da aeroacústica, o som é uma

³De forma rigorosa, a Aeroacústica não é considerada ainda uma área do conhecimento (classificação oficial da Cnpq acessada em setembro de 2012).

diminuta parte da energia proveniente de um escoamento com flutuações das variáveis de campo, que se converte em energia acústica e se propaga pelo meio. Em função do tipo de onda, este som pode ser amortecido na vizinhança de onde é gerado, ou ainda, pode se propagar por longas distâncias com apreciável energia remanescente.

O som é uma perturbação que se propaga com uma velocidade característica função do estado termodinâmico do fluido, determinada de velocidade do som. Daí ser útil comparar as velocidades de um escoamento com a velocidade do som ambiente a_0 em um número adimensional: o número de *Mach*, $Ma = V/a_0$.

Existem na literatura alguns mecanismos de geração de ruído bem compreendidos, como a teoria de ruído de vórtice (HOWE, 1992) (e Allan Powell “Theory of Vortex Sound”, 1964), assim como alguns fenômenos que ainda não estão completamente compreendidos, como a influência da temperatura sobre o ruído e os efeitos encontrados para baixos números de Reynolds (VISWANATHAN, 2004). Em todo caso, segundo a teoria de Lighthill (1952), a informação das flutuações cisalhantes responsáveis pela geração de ruído na ausência de corpos estranhos, está contida no tensor de Lighthill, T_{ij} . Assim, para se calcular o ruído gerado a partir deste termo fonte (T_{ij}), é necessário compreender o comportamento deste termo fonte analisando-o experimental, numérica ou analiticamente (LIGHTHILL, 1952, 1954).

1.1.1 Metodologias Numéricas para Aeroacústica

Considerando a dificuldade dos métodos experimentais em proporcionar visualizações detalhadas e em determinar quantidades de alta ordem como a dissipação de energia cinética turbulenta e correlações de segunda e terceira ordens, os métodos numéricos apresentam uma ferramenta muito importante para a predição de ruído, e mesmo para a compreensão de alguns mecanismos de geração do ruído.

A Dinâmica dos Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics - CFD*) é uma abordagem bem estabelecida que utiliza de métodos matemáticos e outros modelos para a simulação de escoamento de fluidos. De acordo com a física descrita acima, é possível se obter o campo acústico a partir da simulação de um escoamento qualquer. Para isto, é necessária uma malha de

discretização espacial refinada o suficiente para que seja capaz de calcular mesmo as flutuações de menor escala, considerando as hipóteses de compressibilidade, variação de propriedades termodinâmicas e condições de contorno apropriadas às flutuações acústicas que atingem as fronteiras do domínio. A referida metodologia é chamada Simulação Numérica Direta (ou *Direct Numerical Simulation*, DNS) e exige um refinamento de malha que só é possível para geometrias simples e números de Reynolds (Re) mais baixos (FREUND, 1999), $Re < 5000$. Já a metodologia da Simulação das Grandes Escalas (ou *Large Eddy Simulation*, LES) não calcula as menores estruturas presentes no escoamento mas apenas as estruturas de comprimento característico proporcional ao tamanho da malha. Desta forma a exigência de malha é menor. Naturalmente as frequências acústicas mais altas não podem ser calculadas, mas devem provir de algum modelo. Ainda assim, essas modelagens, exigem uma malha bastante refinada e são inviáveis para a aplicação industrial em larga escala e para geometrias e regimes de escoamento realistas; são empregadas principalmente para a compreensão aprofundada da física do escoamento e mecanismos de geração de ruído.

A metodologia das Equações Médias de Reynolds de Navier-Stokes (ou *Reynolds Averaged Navier Stokes equations*, RANS) são propostas para se obter um campo médio (temporal) aliado a um modelo de turbulência responsável por representar a informação da turbulência. Dos modelos de turbulência, pode-se extrair as informações de energia cinética turbulenta, dissipação de energia, escalas de tempo e escalas de comprimento das estruturas turbulentas. Pode-se ainda sintetizar um histórico de flutuação a partir de algum método estocástico (BILLSON; ERIKSSON; DAVIDSON, 2005).

O campo acústico é obtido resolvendo-se um sistema de equações de propagação, e. g. as equações de Euler Linearizadas, cujo termo fonte é o campo sintetizado (no caso da modelagem RANS ou mesmo LES) ou as flutuações do campo absoluto (no caso da aplicação de DNS e também para LES). O campo acústico em uma região suficientemente afastada pode ser obtido sem a necessidade de modelar todo o espaço entre o escoamento e observador: lança-se mão de um método estatístico baseado em uma analogia acústica; trata-se da proposição de uma expressão matemática derivada das equações do movimento (SELF; BASSETI, 2003). Pode-se ainda extrair as informações turbulentas e alimentar um banco de dados experimentais e prever

o ruído no campo afastado por extrapolação (ALMEIDA, 2009).

O conjunto de modelos juntamente com hipóteses e métodos de discretização (TAM, 2001) especificamente desenvolvidos para buscar resolver problemas de Aeroacústica, define a modelagem da Aeroacústica Computacional (*Computational Aeroacoustics - CAA*), fundamentalmente aliada à Dinâmica dos Fluidos Computacional como ferramenta de simulação numérica.

O desenvolvimento desta metodologia mais apropriadas para a abordagem do problema em questão possibilitou avanços no sentido de redução do ruído emitido por aeronaves. Nas últimas décadas, as reduções de ruído mais expressivas foram devidas ao aumento no tamanho dos bocais de exaustão o que permite a redução na velocidade de exaustão para o mesmo empuxo. E como já está documentado na literatura, a velocidade é o principal parâmetro influente no nível de ruído (LIGHTHILL, 1952). Outro ganho importante foi possível incluindo recartilhados (*chevrons*) nas bordas dos bocais, o que proporciona uma mistura mais acelerada dos fluidos em cisalhamento, promovendo uma concentração da energia do fluido nas frequências mais altas, que são mais rapidamente dissipadas na distância de propagação sonora.

1.2 Objetivos

O objetivo deste trabalho é propor uma metodologia de custo computacional relativamente baixo, com o objetivo de compreender a influência de alguns parâmetros como razão de velocidade e razão de área, sobre o campo fluidodinâmico e a emissão acústica de bocais coaxiais similares aos empregados atualmente em aeronaves comerciais. Para tanto, aplica-se uma metodologia de equações médias, aliada a uma equação integral de propagação do ruído do campo próximo para o campo afastado.

De maneira simultânea, pretende-se apontar se esta metodologia atende aos interesses da indústria na predição acústica, determinando assim, se esta metodologia pode ser útil para se estabelecer uma relação entre os parâmetros como a geometria e velocidade de exaustão e o ruído emitido pelo jato. Pretende-se ainda apontar tendências de redução de ruído para estes parâmetros (geometria e velocidade).

Para estes fins, este texto disserta sobre o assunto e fenômenos envolvidos, e mais

profundamente sobre a metodologia empregada para a solução do problema. A dissertação está dividida nos seguintes capítulos: no Capítulo 2 são apresentadas algumas informações importantes para a compreensão dos fenômenos físicos inerentes ao problema; no Capítulo 3, é feita uma revisão bibliográfica de alguns trabalhos que ajudam na compreensão e escolha de uma metodologia adequada. A metodologia empregada neste trabalho é apresentada no Capítulo 4. No capítulo 5 são apresentados os resultados obtidos com a aplicação da metodologia descrita e discussões a respeito das constatações realizadas e suas prováveis implicações. Por fim, no Capítulo 6, são pontuadas considerações mais conclusivas e afirmações gerais, como resultado deste trabalho. Ao fim deste documento, prevê-se um apêndice que encerra algumas informações secundariamente importantes no desenvolvimento deste trabalho.

CAPÍTULO II

Fenomenologia do Problema

2.1 Escoamento de um Jato Simples

O escoamento do tipo jato é importante para a indústria em várias aplicações, e. g., na pulverização de algum componente químico, em câmaras de combustão ou misturadores, ou na obtenção de empuxo em aeronaves (LIMA, 2007).

É um tipo de escoamento de cisalhamento livre no qual, o fluido sai por bocal ou orifício e entra em contato com o ambiente. Pode-se observar uma região com um gradiente de velocidades médias que leva à formação de instabilidades de frequência característica, formação de vórtices anulares, a interação entre os vórtices gerados, que evolui para um escoamento turbulento completamente desenvolvido. De maneira simplificada, trata-se da injeção de uma corrente de fluido em um meio em repouso. Esta interação deve causar a mistura dos fluidos (fluido de exaustão e fluido ambiente) devido à advecção e difusão de quantidade de movimento. Uma vez que o fluido ambiente, em muitas situações, se encontra em repouso ou em baixa velocidade, a difusão de quantidade de movimento acarreta um fenômeno chamado “arrastamento” (*entrainment*) de uma massa de fluido ambiente. Este fenômeno também se reflete no “espalhamento” do jato.

Ao deixar o bocal, o fluido de exaustão forma com o ambiente uma camada cisalhante

cuja espessura depende da espessura da camada limite formada nas paredes do bocal a montante. Também devido ao arrastamento de fluido ambiente, a espessura da camada cisalhante aumenta para a jusante à medida que o perfil de velocidade vai se tornando cada vez mais achatado e suave. Os jatos simples possuem um núcleo potencial de comprimento aproximadamente igual a quatro vezes o comprimento do diâmetro ($4D$) (CRIGHTON, 1975), e isto aparentemente não depende do regime de escoamento. O regime de escoamento depende das dimensões associadas ao artefato que gera o escoamento, da velocidade associada à geração do escoamento, e das propriedades termodinâmicas do fluido expressos em um parâmetro universal e adimensional: o número de Reynolds,

$$Re = \frac{\rho_0 V_P D}{\mu_0}, \quad (2.1)$$

onde, V_P a velocidade de exaustão do jato (no caso de jatos de dupla corrente, V_P se refere à velocidade da corrente primária). D é o diâmetro do bocal do jato, e as propriedades termodinâmicas μ_0 e ρ_0 a viscosidade dinâmica e a massa específica respectivamente, nas condições ambiente.

A região mais a jusante em que o jato está completamente desenvolvido, após o fim do núcleo potencial, caracteriza-se por um escoamento composto por uma atividade turbulenta mais intensa, região também conhecida como região auto-similar. Esta nomenclatura se deve ao fato de que os perfis fluidodinâmicos, nesta região, mantêm seu formato médio em qualquer seção de extração.

2.2 Jatos Coaxiais

O escoamento proveniente de bocais coaxiais é um campo de interesse para várias aplicações na engenharia, como câmaras de combustão, sistemas de resfriamento e premisturadores. Para aplicação do jato como forma de obtenção de empuxo para uma aeronave, a presença de uma corrente secundária tem prerrogativas tais como o aumento de empuxo (devido ao acréscimo de massa de exaustão), a mistura mais eficiente do fluido de exaustão ao ambiente indicado pelo aumento característico do núcleo potencial e a redução na emissão de ruído (MURAKAMI;

PAPAMOSCHOU, 2002). A presença de uma corrente anular que circunda uma corrente central naturalmente aumenta a complexidade das estruturas turbulentas, na medida em que devem existir dois núcleos potenciais: um cônico central ou primário, e outro anular ou secundário. São identificadas, portanto, duas camadas cisalhantes: uma entre a corrente primária e a secundária e outra entre a corrente secundária e o fluido ambiente. São formados dois trens de vórtices (Fig. 2.1), um em cada camada cisalhante, que se desenvolvem em uma frequência fundamental similarmente ao que ocorre com um jato simples (SADR; KLEWICKI, 2003).

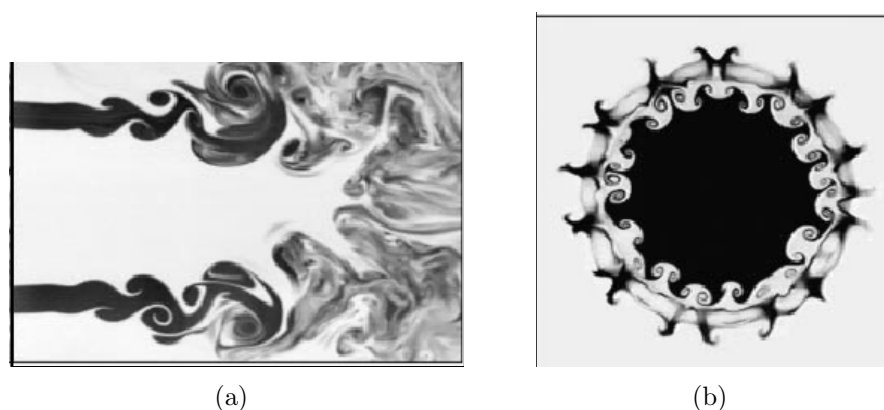


Figura 2.1 – Campo instantâneo em vista lateral (a) e frontal (b) de um escoamento coaxial mostrando a corrente secundária com coloração traçante escura e evidenciando os vórtices formados nas duas camadas de mistura. Fonte: Villiermaux e Rehab (2000).

Mais a jusante, observa-se um emparelhamento dos anéis de vórtices, Fig. 2.1(a), o aparecimento de vórtices contrarrotativos que criam instabilidades nos vórtices anulares, Fig. 2.1(b), e, por fim, o desenvolvimento à turbulência completamente desenvolvida.

Estas estruturas apresentadas e discutidas por Villiermaux e Rehab (2000) e Souza (2005) estão natural e intimamente ligadas à produção sonora, e, portanto, a compreensão prévia das interações das estruturas turbulentas tanto em frequência quanto em amplitude é de fundamental importância para o entendimento das características sonoras. A própria turbulência do escoamento não possui explicações definitivas na literatura, posto que o problema em questão contempla escoamento laminar (apenas na região próxima à exaustão), transição à turbulência e turbulência completamente desenvolvida. Afim de compreender melhor a física do escoamento de jato é proposta a divisão do escoamento em regiões características como nos trabalhos de Almeida (2009), Lima (2007) e Fisher, Preston e Bryce (1998), que abordam o problema de jatos

de dupla corrente, como é foco do presente trabalho.

O Método empírico das Quatro Fontes (*Four Source*), abordado por (ALMEIDA, 2009), apresenta uma divisão do escoamento físico em quatro regiões de fontes de ruído bem definidas pelas estruturas formadas pelas próprias estruturas do escoamento (ver a Fig. 2.2). Uma primeira região compreendida pela camada cisalhante entre o fluxo central (primário) e o fluxo secundário (*bypass flow*) e uma segunda região compreendida pela camada cisalhante entre o fluxo secundário e o fluido ambiente. Estas duas regiões são ainda agrupadas em uma região chamada pelo autor de região inicial que se inicia no plano de exaustão do bocal até o fim do núcleo potencial secundário. Também se destaca uma região intermediária onde se tem uma camada cisalhante diretamente entre o fluido primário e o ambiente, chamada de região de interação ou região do jato efetivo. O núcleo potencial primário perdura da região inicial até a região de interação. Neste texto, o termo “núcleo potencial” e “núcleo potencial primário” são definidos como sinônimos. Por fim, distingue-se uma região onde os fluxos estão completamente misturados; região esta chamada região do jato completamente desenvolvido. Estas regiões estão intimamente relacionadas com a frequência de emissão, principalmente por causa do tamanho das estruturas que compreendem.

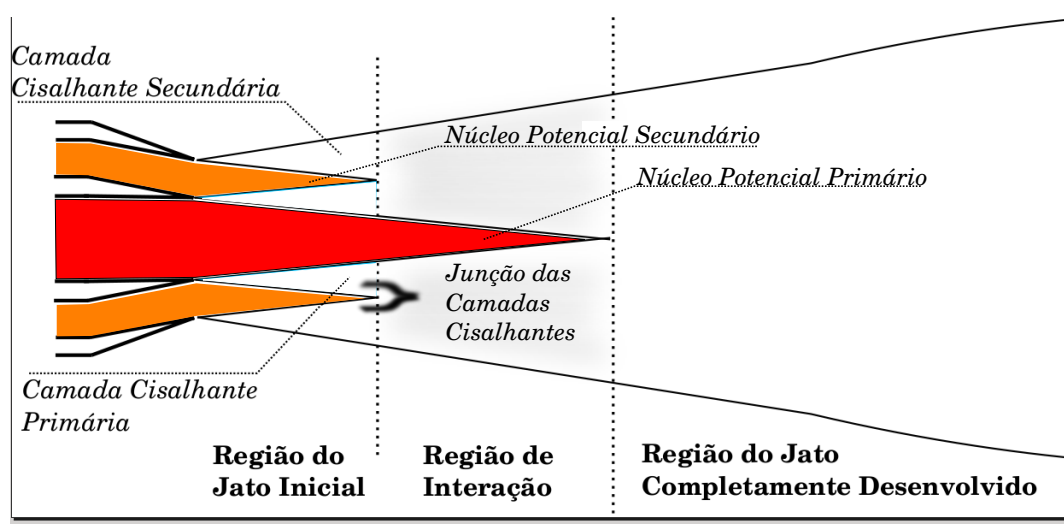


Figura 2.2 – Diagrama distinguindo as regiões características do jato coaxial.

Na primeira região, Almeida (2009) pontua que a camada cisalhante (camada de mistura) entre a corrente primária e a secundária depende da razão entre as velocidades destas correntes. Nos motores atualmente em operação, a razão de velocidade varia de valores de 0,5 a 1,0.

Já a camada cisalhante secundária (desenvolvida entre a corrente secundária e o ar ambiente), os perfis de velocidade e de energia turbulenta são bastante parecidas com os de um jato simples de velocidade V_s e diâmetro D_s , como avaliado por (ALMEIDA, 2009). Segundo Fisher, Preston e Bryce (1998), dada uma velocidade secundária constante e variando-se a velocidade primária, a contribuição de ruído (tipicamente de alta frequência) permanece praticamente inalterada. Sadr e Klewicki (2003) aponta em seus dados experimentais que, para escoamentos onde a velocidade do jato central é maior, o núcleo potencial secundário possui o comprimento pouco inferior a $2D_s$.

A região de jato efetivo (ou região de interação) é caracterizada pela união das camadas cisalhantes primária e secundária, o que provoca uma redução nas flutuações turbulentas e, por conseguinte, uma redução direta no nível de ruído gerado pelas fontes. Um modelo físico das fontes sonoras, já bem documentado, baseia-se na maneira como as fontes se propagam, mais precisamente, nas direções em que varia a eficiência de propagação. Os níveis percentuais de flutuações turbulentas nessa região atingem níveis comparáveis aos de um jato simples (normalmente 15%). Para baixas razões de velocidade, esta região é dominante sobre o ruído de alta frequência (a componente de ruído proveniente desta região passa a ser mais importante que aquela que tipicamente está relacionada às altas frequências: a região inicial)

Na região mais a jusante do jato tem-se a região de escoamento completamente desenvolvido onde ocorre o decaimento de velocidade e energia cinética; as estruturas turbulentas passam a se degradar em estruturas menores e se dissipar por efeitos viscosos. De um ponto de vista empírico, pode-se intuir que essa região também se comporte como em um jato simples de mesmo fluxo de massa — considerando é claro o arrastamento (*entrainment*) de massa de fluido ambiente causado pelo fluxo de quantidade de movimento através da camada de mistura (FISHER; PRESTON; BRYCE, 1998; ALMEIDA, 2009).

Algumas das variáveis conhecidas como sendo importantes e que alteram a configuração do escoamento são a Razão de Velocidades secundária, V_s , e primária, V_p , $RV = V_s/V_p$, as razões de massa específica (função dos estados termodinâmicos das correntes), os efeitos de compressibilidade e a Razão de Áreas, $RA = A_s/A_p$ (MURAKAMI; PAPAMOSCHOU, 2002). A razão de velocidades, RV , é apontado como um parâmetro útil para indicar a configuração do

escoamento, principalmente o comprimento do núcleo potencial e da taxa de espalhamento do jato. No entanto, podem haver mecanismos de mistura diferentes de acordo com o valor absoluto da velocidade e ainda existem divergências entre autores no sentido de parametrizar o comportamento do escoamento (SADR; KLEWICKI, 2003). Há ainda outras variáveis que influenciam em maior ou menor proporção o campo fluidodinâmico e devem alterar também a emissão de ruído acústico do escoamento: a espessura da parede do bocal interno; a espessura de quantidade de movimento e espessura da camada limite desenvolvida nas paredes; condições iniciais e de contorno de variáveis de turbulência.

Quanto à escala de comprimento das estruturas, logo após a exaustão, são observados vórtices anulares de pequena escala (alta frequência) que predominam nessa região. À medida que o escoamento se desenvolve para a jusante, o emparelhamento de vórtices gera estruturas maiores e escala de tempo maior (ou frequência mais baixa), que permanecem coerentes por distâncias maiores para a jusante do escoamento; nesta região, subsistem estruturas de tamanhos infinitos que permutam energia entre si.

2.3 Aeroacústica de Jatos

Os interesses da aeroacústica, em geral, são fundamentalmente diversos dos interesses da fluidodinâmica. Os problemas de aeroacústica são, por definição, problemas dependentes do tempo. Assim, é necessário que o cálculo numérico possua um passo de tempo bastante refinado a fim de que as frequências sonoras mais altas sejam observadas. Outro fator importante é que as ondas acústicas normalmente têm pequena amplitude comparado com o escoamento médio, por exemplo, a velocidade de flutuação de uma partícula de fluido em uma onda de ruído de 160 dB, gira em torno de $0,02m/s$ ¹. Quanto à intensidade acústica, os níveis chegam de cinco a seis ordens de grandeza menores que os níveis de energia de flutuação fluidodinâmica. Desta forma, Tam (2001) pondera ser necessário esquemas numéricos de baixo ruído numérico, além de baixa dissipação e dispersão, posto que comumente se está interessado no ruído no campo afastado, e a onda sonora deve percorrer longas distâncias de propagação.

¹Informação extraída do livro “Master Handbook of Acoustics”, F. Alton Everest e Ken C. Pohlmann 5a ed. McGrawHill, 2009.

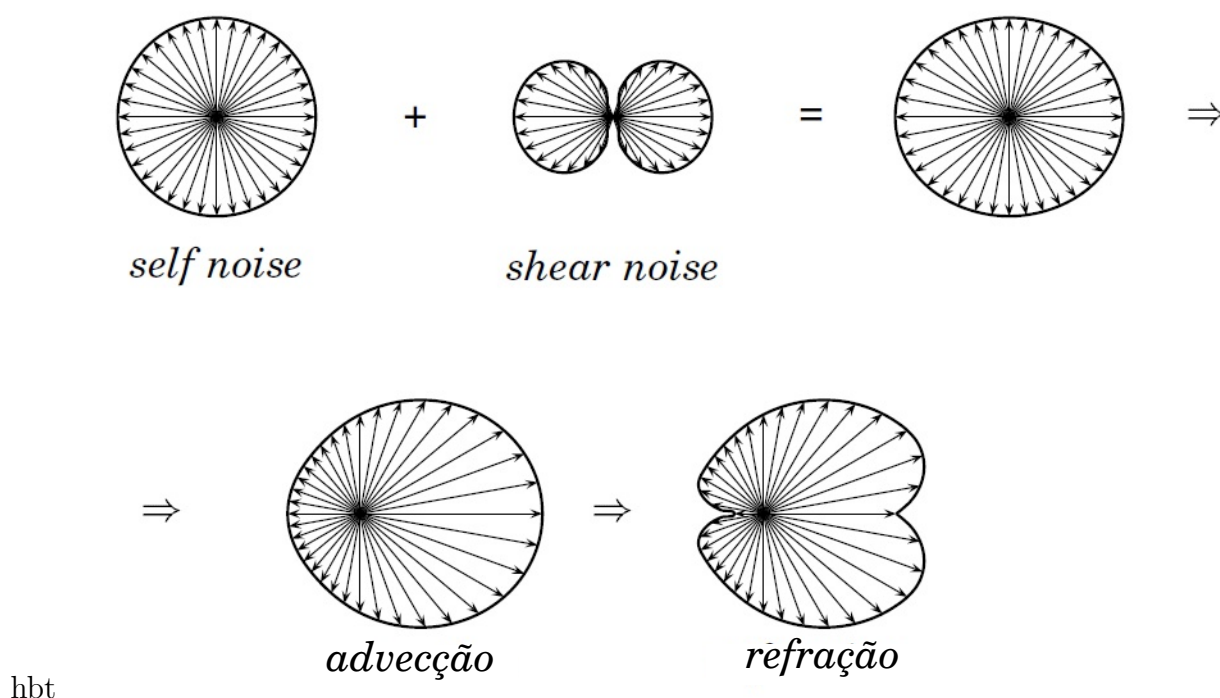


Figura 2.3 – Esquema apresentado no trabalho de Andersson (2005) para a compreensão dos mecanismos de geração, emissão e alteração do ruído.

No escoamento de jatos, as estruturas geradoras de ruído são transportadas para a jusante pelo escoamento médio (advecção), e isto ocasionará uma emissão de ruído preferencial nesta direção. Por outro lado, o ruído gerado é afetado pelo escoamento responsável pela advecção das estruturas, de maneira que o raio de propagação sonora tende a desviar-se, afastando-se do eixo do jato. Este fenômeno é chamado refração, e tem como consequência, uma região de silêncio (relativo) na região a jusante no eixo do jato.

De acordo com Ribner (apud ANDERSSON, 2005), o ruído gerado pelo escoamento de um jato pode ser dividido em duas partes: uma porção gerada pela interação das flutuações da turbulência com o cisalhamento do escoamento médio e outra porção gerada pelas flutuações da turbulência atuando sobre si mesmas. Estas componentes são chamadas de *Shear Noise* (ruído de cisalhamento) e *Self Noise* (auto ruído). A componente de auto ruído (ou *self noise*) irradia com igual intensidade em todas as direções, enquanto que a componente de ruído de cisalhamento (ou *shear noise*) possui uma emissão com formato dipolo. Estas duas componentes aliadas ao efeito da advecção formam uma emissão ovóide com emissão preferencial na direção do eixo do jato; e com a superimposição do efeito da refração, o perfil de emissão é reduzido na direção axial do jato, como mostra o esquema ilustrativo proposto por Andersson (2005) 2.3.

O pioneirismo dos trabalhos de Lighthill (1952) levou a uma nova forma de se abordar o problema da geração de ruído, especificamente para escoamento de jatos². Trabalhos anteriores a este (STRUTT; RAYLEIGH; F.R.S., 1877) indicam que a natureza do ruído gerado pelo escoamento está naturalmente ligado ao campo de flutuações deste escoamento. Quanto à frequência do ruído, estas são as mesmas encontradas nas flutuações do próprio escoamento. Por outro lado, a intensidade do ruído é menos trivial de se relacionar com as propriedades do escoamento, ou seja, o mecanismo de conversão da energia cinética do escoamento em energia de propagação acústica ainda não é bem compreendido (LIGHTHILL, 1952). Se por um lado as frequências de flutuação do campo fluidodinâmico geram as mesmas frequências no campo sonoro; por outro lado, não é tão trivial determinar a quantidade de energia de flutuação do escoamento que se converterá em energia acústica.

Um obstáculo ao objetivo do cálculo do campo acústico é a dificuldade de se calcular perfeitamente todas as amplitudes e mesmo as frequências das flutuações do escoamento, dado que seria necessária muita precisão nos cálculos fluidodinâmicos para garantir também boa precisão na ordem de grandeza diminuta das perturbações acústicas. Assim, desde seu primeiro trabalho, Lighthill (1952) previa que mesmo com um grande avanço na compreensão da turbulência, a predição do ruído ainda estaria prejudicada pela falta de precisão no cálculo das flutuações das propriedades relacionadas com a propagação sonora. De qualquer forma, a teoria de Lighthill pretende calcular o ruído em duas etapas: primeiro, descobrir que tipo de flutuações são geradas a partir do escoamento (geração) e, segundo quanto será gerado de ruído a partir destas flutuações (propagação).

Os dois domínios são tratados de maneiras diferentes, de forma que a solução de um (campo flutuante) constitui informações de entrada para outro (campo em repouso). Em Lighthill (1952) é apresentada a compreensão de como se modelar o campo acústico como um campo em repouso sob a ação combinada das tensões flutuantes de Reynolds $\rho u_i u_j$, atuando como termo fonte. O autor propõe ainda que um campo acústico uniforme só experimenta variações que sejam proporcionais às variações da massa específica ρ (com a velocidade do som ao quadrado, a_0^2 , como constante de proporcionalidade). Assim, a produção acústica do escoamento será a

²O trabalho de Michael James Lighthill estava contextualizado no campo da aviação civil na década de 1950.

exatamente igual à de um campo acústico em repouso sob a ação do tensor apresentado na equação 4.22 que posteriormente foi chamado Tensor de Lighthill.

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \sigma_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij}, \quad (2.2)$$

Bodony e Lele (2005) fazem uma análise da contribuição de cada termo para o ruído gerado, pelo tensor T_{ij} .

A eficiência de conversão de energia é outra característica importante da aeroacústica, e segundo Strutt, Rayleigh e F.R.S. (1877), qualquer força que provoque movimento na escala comparável ao comprimento de onda acústica promove uma oscilação local de uma onda estacionária e outra parte da energia se converte em sucessivas compressões e descompressões do ar que se propaga para as vizinhanças. A questão é saber qual a porcentagem de energia é efetivamente convertida em energia acústica. Segundo Viswanathan (2004), apenas é possível que se propague como sinal acústico, uma perturbação que se desloque com uma velocidade maior ou igual à velocidade do som, porém outros mecanismos devem ser considerados, como oscilações, interações e colapso de estruturas turbulentas com a velocidade do som. Quanto maior o comprimento de onda, em comparação com a escala da tensões impostas, maior a quantidade de energia será convertida em onda estacionária de reação a estas tensões; mas isto não se trata necessariamente de uma em geração acústica Strutt, Rayleigh e F.R.S. (1877). O objetivo é determinar a (pequena) fração da flutuação da quantidade de movimento que não é anulada pela onda estacionária reativa.

De maneira prática, o interesse é calcular a intensidade e a distribuição espectral de um campo acústico. A intensidade de um ruído, ou intensidade sonora (IS) em um ponto do espaço onde a massa específica é ρ , é dada por (LIGHTHILL, 1952):

$$IS = \frac{a_0^3}{\rho_0} \overline{(\rho - \bar{\rho})^2} \quad (2.3)$$

A faixa de frequências de interesse para a acústica vai rigorosamente de $20Hz$ a $20kHz$, porém, para se utilizar um modelo em escala reduzida, serão necessárias medidas até

frequências mais elevadas (de 40 a 80kHz) para se estabelecer a correspondência de frequência entre o dispositivo reduzido e o dispositivo em escala real. Uma expressão de adimensionalização da frequência é o número de Strouhal, St ,:

$$St = \frac{fD}{V} \quad (2.4)$$

Já para a adimensionalização da magnitude da intensidade sonora, uma expressão é apontada pelo autor Viswanathan (2005), de maneira que a grandeza seja independente do comprimento característico do escoamento. O autor apresenta uma visão interessante sobre o tratamento experimental, e conceitos teóricos de modelos de jatos, justificando a similaridade do problema do ponto de vista fluidodinâmico e acústico. Uma variedade de geometrias de jato, tanto simples quanto coaxiais, foram testados a fim de descobrir os efeitos do número de Reynolds e de escala. Assim, o autor conclui que modelos em escala são perfeitamente aplicáveis tomadas as devidas precauções de tratamento de dados.

Outra consideração importante a ser feita sobre o ruído de jatos é a distribuição de ruído na direção angular relativa ao eixo de exaustão do jato, i. e., a diretividade. Adotando-se a origem da coordenada angular como apresentada na Figura 2.4, com 0 (zero) graus no sentido do eixo do jato, o nível de ruído total (OASPL) é maior nos ângulos mais fechados. Isto significa que o conjunto de fontes presentes em um escoamento tipo jato emite o ruído preferencialmente em uma direção.

Os autores TAM et al. (2008) apresentam uma análise de uma série de resultados experimentais com a influência de alguns parâmetros sobre a diretividade do ruído bem como sobre o nível de ruído de uma maneira geral.

Apesar de o trabalho de Lighthill modelar o escoamento desprezando efeitos de refração e reflexão e demais fenômenos devido à presença de corpos imersos no escoamento, é sabido que fronteiras sólidas em contato com o fluido desempenham um importante papel no ruído total, mesmo que permaneçam rígidas. Um exemplo disso é a flutuação da força de sustentação sobre um cilindro rígido em uma corrente uniforme, ou ainda, funcionando como uma parede de reflexão de ondas sonoras que sobre ela incidem. Curle (1955) propõe uma formulação para que seja levada

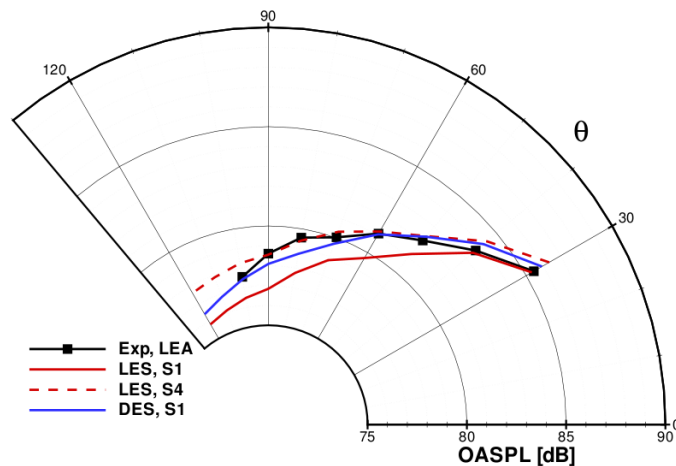


Figura 2.4 – Gráfico da diretividade com resultados de algumas modelagens (LES e modelagem híbrida) em comparação com dados experimentais encontrados no trabalho de Eschricht et al. (2008).

em consideração a contribuição sonora por parte das fronteiras sólidas.

As influências de sólidos presentes no escoamento são:

- O som gerado pelas fontes da Teoria de Lighthill é refratado e refletido pelas fronteiras sólidas;
- O volume do escoamento não é totalmente modelado como fontes distribuídas nas regiões do corpo do fluido, mas as superfícies devem ser modeladas como fontes de emissão do tipo dipolar³ a fim de prever a flutuação das forças que surgem na fronteira sólido-fluido;
- A presença do corpo imerso gera uma oscilação do campo de pressão que se propaga como ruído, que é chamado ruído de carregamento;
- Se houver deslocamento da fronteira sólida, este movimento gera uma compressão no volume de fluido ao redor do corpo que pode se propagar como onda sonora, este é chamado de ruído de espessura.

Em um escoamento de jato coaxial, a camada cisalhante (ou camada de mistura) secundária gera as estruturas de flutuação de maiores frequência e, portanto, está relacionada

³A fonte do tipo Dipolo funciona como dois centros sonoros muito próximos emitindo ruído simultaneamente. A natureza multipolar do ruído não será abordada por este trabalho pois a compreensão da metodologia e fenômenos apresentados nos resultados não requer este conhecimento *a priori*.

com o ruído de alta frequência; as estruturas geradas na camada de mistura entre o escoamento primário e secundário estão relacionadas, da mesma maneira, com as frequências médias e altas, tendo menor participação no montante de energia acústica emitido pelo jato, pelo fato de a camada cisalhante secundária funcionar como uma barreira acústica (AZARPEYVAND, 2008). Além disso, a emissão de ruído proveniente da camada cisalhante primária atua, por vezes, cancelando uma porção da energia acústica da camada secundária (ALMEIDA, 2009).

Devido, principalmente, à variação de velocidades e à advecção das fontes sonoras (e também de temperatura, quando houver), a propagação sonora se dá de maneira que o ruído se propague preferencialmente em algumas direções, e como as fontes sonoras são normalmente associadas a um centro de emissão. Representam-se os níveis de emissão de ruído em um diagrama polar onde perfil é conhecido como Diretividade. No caso do ruído de jato, o ruído de alta frequência se propaga de maneira semelhante, quase que em todas as direções, enquanto que o ruído de baixa frequência se propaga principalmente para ângulos mais próximos do eixo do jato (TAM; PASTOUCHENKO, 2004; BODONY; LELE, 2005).

O jato possui uma emissão bastante variável na direção polar, por isto, o cálculo do ruído é feito para um observador (ou ouvinte) a uma determinada posição angular do jato como mostrado na Fig. 2.5 Esta variação polar é devida a efeitos do escoamento sobre o campo acústico, que atuam principalmente nas regiões onde o ângulo polar é mais agudo com o eixo do jato. Estes efeitos podem ser desprezados na direção ortogonal ao eixo. Algumas metodologias que não prevêem efeitos de refração e difração podem ser validadas baseadas nessa informação (PAGE et al., 2003).

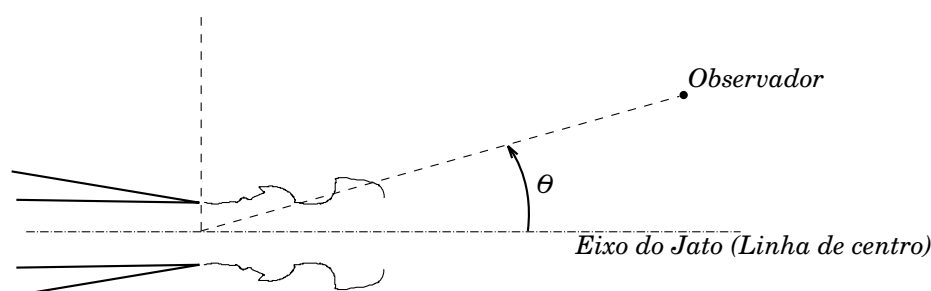


Figura 2.5 – Esquema dos ângulos de emissão do jato; origem no sentido da corrente do jato.

Esta característica é particularmente importante para um observador (ou ouvinte) su-

ficientemente afastado das fontes (escoamento); esta região é chamada de campo afastado e se caracteriza como uma região afastada e cujo campo está hipoteticamente em repouso, onde a distância do observador até a fonte, $\vec{X}$, é muito maior que o comprimento de onda da menor frequência, e ainda, maior que as dimensões do escoamento, $\vec{Y}$ (LIGHTHILL, 1952). Em contrapartida, o chamado campo próximo se caracteriza pela região que compreende o escoamento que gera o ruído e é uma região que potencialmente afeta a propagação em intensidade e direção de propagação.

CAPÍTULO III

Revisão Bibliográfica

Os primeiros trabalhos realizados sobre a aeroacústica foram produzidos após a década de 1950 com Lighthill (1952), tratando de escoamentos sem a presença de corpos imersos, e Curle (1955) contribuindo com o modelo anterior para prever a influência de corpos imersos. A proposta de Lighthill (1952) é principalmente voltada para avaliação da potência acústica, já que os vários trabalhos predecessores se ativeram apenas à frequência do ruído. Lighthill (1952) propõe um cálculo da potência acústica em duas etapas: a primeira visa a modelagem do escoamento turbulento com suas flutuações representadas pelo tensor T_{ij} em seu equacionamento fluidodinâmico; e uma segunda relativa à geração do ruído a partir dessas flutuações do tensor T_{ij} atuando sobre um campo acústico hipotético. Outro resultado muito importante apresentado por Lighthill, foi a análise dimensional da geração sonora a partir de uma expressão matemática exata para a flutuação da pressão. Esta análise é concluída com a lei da oitava potência de Lighthill em que a intensidade acústica é proporcional à oitava potência da velocidade característica do escoamento.

Crighton (1975), com um apanhado dos desenvolvimentos científicos alcançados até a década de 70, discorre sobre a hipótese de que o ruído, na qualidade de sub-produto do escoamento, possui valores de energia relativamente baixos e não modifica consideravelmente a fluidodinâmica. Desta maneira, espera-se que seja possível modelar separadamente o campo

fluidodinâmico e o campo acústico. Porém, devido ao fato de o ruído ser apenas uma pequena parcela de energia no escoamento, aproximações satisfatórias do ponto de vista do escoamento global podem degradar sensivelmente a solução do campo acústico, que está algumas ordens de grandeza abaixo dos níveis de energia da fluidodinâmica. Em seu trabalho, Crighton (1975) faz uma revisão geral desde os princípios das equações da acústica até os trabalhos mais sofisticados produzidos até então. Além disso, o autor apresenta didaticamente passagens matemáticas adotadas pelo trabalho de Lighthill (1952).

Até esta época, década de 70, apenas se podia utilizar do conceito de analogias acústicas para a solução acústica de um campo conceito no qual o campo acústico não tem qualquer ação sobre o escoamento que o gera e sofre pouca ou nenhuma ação durante sua propagação. Este conceito foi primeiramente proposto por Lighthill (1952) e posteriormente estendido por Curle (1955) para prever a influência da presença de um corpo imerso; o autor desenvolve uma metodologia que leva em consideração a atuação da superfície sólida (rígida) sobre o campo acústico; esta atuação produz efeitos de reflexão e difração. Outros autores ainda propõem outros tipos de analogias que diferem em hipóteses e na variável utilizada como variável acústica. Uma boa compilação das analogias acústicas em aplicação é feita por Seppo (2011).

Com o aumento da capacidade computacional e da velocidade de processamento de dados, foi possível utilizar-se das abordagens diretas: Simulação Numérica Direta, ou DNS (do inglês, *Direct Numerical Simulation*) e Simulação das Grandes Escalas, ou LES (do inglês *Large Eddy Simulation*), para calcular o campo acústico. Isto significa resolver o campo fluidodinâmico com precisão suficiente para modelar mesmo as menores estruturas que o escoamento possa produzir (escalas de Kolmogorov) no caso da metodologia DNS; ou resolver as grandes escalas (estruturas) — metodologia LES — utilizando um modelo que contabilize a atuação das menores escalas que não são resolvidas. Deste modo, a flutuação de pressão é resultado direto do cálculo efetuado podendo ser convertida em nível acústico. Nestas metodologias, para se obter o ruído no campo afastado, pode-se utilizar de alguma expressão matemática — i. e. as Equações de Euler Linearizadas (BILLSON; ERIKSSON; DAVIDSON, 2005) — que propague a flutuação acústica sem que seja necessário modelar todo o domínio do escoamento até o observador (FREUND, 1999; BODONY; LELE, 2005). Exemplos de trabalhos que se utilizam destes dispositivos de

propagação são: Andersson, Eriksson e Davidson (2005), que apresentam resultados utilizando LES para uma geometria de jato tipo *Short-Cowl* do projeto EU CoJeN (*Coaxial Jet Noise*); Fayard et al. (2008), também trabalhando com LES a mesma geometria e ainda comparando com dados experimentais disponíveis do mesmo projeto EU CoJeN. Estes, juntamente com outros exemplos (BARRÉ; BOGEY; BAILLY, 2006; TRISTANTO; PAGE; MCGUIRK, 2006), são trabalhos que empregam metodologia LES. Pode-se ainda citar, como exemplo do emprego da metodologia DNS, o trabalho de Freund (1999) e Billson, Eriksson e Davidson (2005).

O presente trabalho se insere no contexto de propor uma metodologia menos dispendiosa que as apresentadas no parágrafo anterior, empregando a metodologia RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*) associada a uma modelagem apropriada para a turbulência e um método de sintetização de campo flutuante. Desta forma, este trabalho pretende servir como informação possível de ser empregada como uma ferramenta de predição e mesmo otimização de ruído de bocais semelhantes aos aplicados na aeronáutica civil atual. A utilização de metodologia RANS para predição de ruído já foi utilizada por Self e Bassetti (2003) e o método de sintetização semelhante, empregado por Davidson e Billson (2006) para um propósito semelhante: prever o campo de flutuação para a modelagem RANS numa interface LES/RANS. O presente trabalho, porém, analisa uma variação na geometria do bocal e variação de razões de velocidade como contribuição inovadora para a abordagem RANS.

3.1 A metodologia RANS

Uma série de autores propõem as equações médias de Reynolds como metodologia de solução alternativa de custo relativamente mais baixo, em comparação com as metodologias de maior fidelidade como DNS e LES ou como informação de entrada para alimentar uma metodologia empírica (ou semi-empírica). A metodologia RANS é empregada como uma alternativa mais viável para estimar as informações fluidodinâmicas de geometrias mais complexas como tendem a ser as geometrias dos bocais de jatos modernos. Os autores apontam que, apesar de a metodologia de médias (RANS) resultar em valores subestimados de turbulência e retardar a junção das camadas cisalhantes e o fim do núcleo potencial, no caso específico de escoamento de jato, esta metodologia apresenta dados úteis para a predição de ruído (PAGE et al., 2001).

Os autores Page et al. (2001), apresentam, de maneira concisa, para geometrias tão complexas quanto as que serão abordadas neste trabalho, boas motivações da aplicação da metodologia RANS utilizando o modelo $k - \epsilon$ na avaliação do ruído de jatos coaxiais a Reynolds 80000. A ordem de número de Reynolds para o presente trabalho está entre 9×10^5 e $9,8 \times 10^6$. Além disso, Page et al. (2001) fazem uma análise de influência de razão de área sobre os níveis de turbulência: para maiores razões de área são encontrados menores níveis de intensidade turbulenta.

Page et al. (2003) apresentam uma formulação RANS para alimentar um modelo analítico de propagação sonora onde as quantidades turbulentas k e ϵ se relacionam com algumas variáveis de entrada do modelo por meio de equações simples e constantes calibradas com dados empíricos de um banco de dados. Os autores apresentam bons resultados acústicos para bocais coplanares em comparação com dados experimentais, mesmo com simulações bidimensionais; o autor porém questiona a qualidade dos resultados para geometrias mais complexas como o bocal *Short Cowl* geometria base ou serrilhada. Devido às deficiências o autor conclui ser necessária a modelagem tridimensional do problema.

Birch et al. (2003) adverte que os modelos de turbulência padrão de que se dispõe na comunidade científica não são apropriados para o escoamento do tipo jato, mesmo abordando problemas de geometria simples. Este tipo de escoamento apresenta regimes laminar, de transição e turbulência completamente desenvolvida, o que exigiria uma flexibilidade impraticável das constantes *ad hoc*. Mesmo modelos de turbulência modificados como o proposto por Pope (apud BIRCH et al., 2003), o qual possui um termo a mais para contemplar o estiramento de vórtices, apropriado para jatos simples, leva a erros consideráveis se a geometria do jato for mais complexa como o próprio autor pondera.

Georgiadis e DeBonis (2006) pontuam algumas limitações da metodologia RANS com relação à tridimensionalidade do escoamento, efeitos de compressibilidade e efeitos devido às altas temperaturas. De maneira geral, os modelos de turbulência padrão resultam em níveis de turbulência mais baixos que os dados experimentais; isto está relacionado com uma taxa de mistura reduzida, o que deve acarretar em uma super estimativa do núcleo potencial, por exemplo. A fim de contornar estas limitações, Georgiadis e DeBonis (2006) apresentam uma série trabalhos

propondo correções para os modelos de turbulência padrão ou o desenvolvimento de modelos algébricos não lineares. O autor aponta que para $Ma \geq 0,5$, os efeitos de compressibilidade são importantes e o modelo de correção representa um melhoramento consideravelmente importante.

Tam e Pastouchenko (2004) aplicam a metodologia RANS associada ao modelo de turbulência $k - \epsilon$ com um esquema de discretização espacial construído especialmente para o cálculo acústico, chamado *Dispersion Relation Preserving* ou DRP, na solução do problema de ruído de jato com geometrias relativamente complexas, semelhantes a bocais de motores aeronáuticos modernos. Bons resultados fluidodinâmicos são encontrados a menos de uma leve deficiência na previsão das derivadas de velocidade nas camadas cisalhantes primária e secundária. A partir do campo de energia cinética turbulenta (k) e dissipação de energia (ϵ) obtêm-se as variáveis necessárias para alimentar o método desenvolvido em um trabalho anterior (TAM; AURIAULT, 1999 apud TAM; PASTOUCHENKO, 2004) e assim calcular o campo acústico no campo afastado. Bons resultados de perfis espectrais e diretividade são encontrados em comparação com dados experimentais, especialmente para as frequências mais altas.

Uma importante contribuição foi feita por TAM et al. (2008). O autor observou que o espectro de ruído captado por observadores na direção ortogonal à exaustão do jato tinha o formato diferente do ruído para observadores posicionados em ângulos mais fechados com o eixo do jato, e, portanto, deveriam haver dois mecanismos distintos de emissão sonora. Os autores apontaram, então, dois perfis analíticos que se ajustam ao ruído de alta frequência captados pelo observador na primeira posição e ao ruído tipicamente de baixa frequência proveniente das grandes escalas e emitido nas direções mais próximas do eixo do jato. Este método foi caracterizado como um Modelo de Duas Fontes. Similar a este modelo é o modelo chamado de Quatro Fontes (*Four Source*) (ALMEIDA, 2009).

3.2 Efeitos de alguns parâmetros

Para um problema tão complexo quanto o ruído de jato, várias pesquisas foram desenvolvidas no sentido de compreender a influência de alguns parâmetros sobre a emissão de ruído. O número de Mach $Ma = V_P/a_0$ é um número adimensional bastante importante para

ruído de jato, uma vez que para interesse prático e industrial, este tipo de escoamento ocorre com velocidades V_P próximas ou superiores à velocidade do som ambiente, a_0 . Bodony e Lele (2005) se utilizam de métodos de discretização apropriados para a solução do problema de aeroacústica e apresentam a influência do número de Mach e da temperatura sobre o ruído emitido por jatos. Quanto ao número de Mach, quanto maior for seu valor maior será o nível de ruído emitido. Segundo os autores, para jatos frios o ruído emitido é mais diretivo, ou seja, uma maior energia acústica é concentrada em uma direção polar de emissão, em geral, nos arredores de 30° com o eixo do jato. Assim, se o jato for aquecido, a emissão ocorrerá mais distribuída pelas direções polares. Bodony e Lele (2005) destacam que ao manter a velocidade do jato e alterar apenas a temperatura do fluido, ocorrerá uma redução no ruído, dado que a velocidade do som será localmente maior e, portanto, o número de Mach, menor. É apresentada uma escala de comprimento que leva em consideração o efeito que altos valores do número de Mach tem de alongar axialmente as estruturas do jato. Isto se reflete principalmente no comprimento do núcleo potencial.

Viswanathan (2004) identifica uma pequena mudança no formato do espectro de ruído quando o jato é aquecido, apresentando um pico de ruído em frequências mais baixas que o seu correspondente não aquecido. Este pico é mais pronunciado quanto maior for a temperatura. Porém, o autor identifica que esse efeito é encontrado para números de Reynolds mais baixos ($Re = 200000$).

Viswanathan (2005) apresenta e valida uma função logarítmica que possibilita estabelecer uma comparação entre o ruído gerado por um modelo de bocal em escala e um protótipo em tamanho prático. Através da análise sobre uma quantidade apreciável de dados experimentais, Viswanathan (2004) demonstra, inicialmente, uma certa dificuldade em se medir ruído de alta frequência, principalmente para número de Mach mais baixos ($Ma < 0,6$), isto, pondera o autor, é devido à maior sensibilidade do sinal à contaminação por ruídos externos.

TAM et al. (2008) mostram em seus resultados que o aumento do número de Mach da corrente primária acarreta em um aumento global do ruído, e o aumento do número de Mach da corrente secundária se reflete principalmente em um crescimento no ruído de alta frequência.

Azarpeyvand (2008) aponta que as fontes distribuídas compreendidas pela camada

cisalhante secundária pouco influenciam na emissão de ruído quando da variação da velocidade primária, assim, apenas a camada cisalhante entre a corrente secundária e o ambiente exerce maior influência sobre a emissão sonora, evidenciando o efeito de barreira (*shielding*) exercido por esta camada.

O efeito do ruído especificamente proveniente da região de interação (região em que as camadas limite primária e secundária se uniram) é estudado experimentalmente por Fisher, Preston e Bryce (1998). Segundo os autores, se a velocidade secundária é mantida constante, os níveis de ruído de frequência mais alta (emitido pela região inicial) se mantêm praticamente inalterados. Os autores ainda apontam que para todos os ângulos, e mantida a velocidade secundária constante, o nível de ruído é maior para as maiores razões de velocidade (velocidade primária maior), o que concorda com a lei da oitava potência de Lighthill e com o resultado apontado por Silva, Almeida e Meneghini (2009), e que apresenta um mínimo global de emissão de ruído para razões de velocidade em torno de $RV = 0,4$. Segundo Fisher, Preston e Bryce (1998), para razões de velocidade maiores, os erros de predição da turbulência na região do jato completamente desenvolvido se tornam menos importantes.

Com respeito à modelagem do problema de jato, alguns autores (PAGE et al., 2003; VUILLEMIN et al., 2005) pontuam que o tipo de malha escolhida para a resolução do problema parece ter pouca influência sobre o resultado do campo, com ressalva, é claro, para o refinamento necessário nas regiões de maior cisalhamento (VUILLEMIN et al., 2005). Quanto ao tipo de volume de discretização espacial, Page et al. (2003) apontam ser preferível o volume hexaédrico. Vuillemin et al. (2005) mostram que, uma vez que não haja resolução de malha suficiente para se detalhar a camada limite sobre a superfície do bocal, um modelo de parede adequado deve ser empregado.

O presente trabalho se insere no contexto científico propondo a técnica de síntese de turbulência para a obtenção do ruído gerado pelo escoamento, mas principalmente, apresenta uma série de comparações com dados experimentais, variando os parâmetros de razão de velocidades e razão de área, com uma riqueza considerável de casos teste.

CAPÍTULO IV

Metodologia

A modelagem do problema de aeroacústica divide-se em duas etapas, como sugere (LIGHTHILL, 1952). Primeiramente, determina-se o campo fluidodinâmico, que pode ser obtido por meio da metodologia das médias das equações de Navier-Stokes, juntamente com um modelo de turbulência adequado. Como concordam os autores da literatura (LIGHTHILL, 1952; CRIGHTON, 1975), somente a partir de um cálculo coerente da fluidodinâmica, e bem determinadas as variáveis de turbulência (flutuações tensoriais, valores de dissipação de energia, etc), é possível uma boa previsão acústica. Na segunda etapa de cálculo, utilizam-se das flutuações de velocidade e pressão calculadas para a estimativa e propagação das perturbações acústicas. Para tanto, utilizam-se as informações provenientes da fluidodinâmica como termo fonte para o modelo acústico. Porém, para uma simulação utilizando modelagem de equações médias, as flutuações não são resultado direto da simulação do movimento do fluido (uma vez que a modelagem fluidodinâmica utiliza as equações médias). As flutuações das variáveis de interesse são sintetizadas a partir de um método de geração de turbulência segundo as informações das variáveis do modelo de turbulência.

4.1 Metodologia Fluidodinâmica

Utiliza-se a metodologia das Equações Médias de Navier-Stokes (RANS - *Reynolds Averaged Navier-Stokes*) que avalia o campo médio do escoamento, e por esta razão, proporciona um cálculo menos dispendioso em termos de recursos computacionais quando comparados à metodologia de Simulação das Grandes Escalas (LES - *Large Eddy Simulation*) e a Simulação Numérica Direta (DNS - *Direct Numerical Simulation*). O escoamento é compressível, com propriedades de difusão variando com a temperatura; nestas condições a modelagem matemática é composta pelas equações da continuidade,

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0, \quad (4.1)$$

e da equação da energia, dada por,

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\bar{e} + \bar{p}) \bar{u}_i] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho e u_j} \right). \quad (4.2)$$

onde k é condutividade térmica. Considerando o ar como um gás perfeito nas condições de simulação, utiliza-se a equação de Clapeyron para gases ideais (Eq. 4.3).

$$p = \rho R T. \quad (4.3)$$

A equação que modela o escoamento é o resultado da média aplicada sobre a equação de Navier-Stokes como descrito na expressão tensorial na Eq. 4.4. Esta expressão é possível a partir do conceito de que uma variável de campo possa ser composta pela quantidade média $\bar{u}$ e uma quantidade flutuante u' .

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_i u'_j} \right]. \quad (4.4)$$

O primeiro termo da Equação 4.4 deve ser nulo já que se deseja apenas o regime permanente do escoamento; porém é numericamente possível manter este termo como forma

de melhorar a convergência do problema até o regime permanente, como é o caso do código comercial utilizado nas simulações deste trabalho.

O último termo da Eq. 4.4 ($\overline{\rho u'_i u'_j}$) surge devido à operação de média aplicada sobre à equação de Navier-Stokes. Este termo trata-se da média do produto de flutuação de u_i , informação da qual não se dispõe da modelagem média. Assim, o termo $\overline{\rho u'_i u'_j}$ deve ser calculado pelo modelo de turbulência.

As propriedades térmicas e de difusão k , C_p e μ são funções da temperatura e calculados segundo a Lei de Sutherland; seja ϕ a variável genérica calculada:

$$\frac{\phi}{\phi_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,5} \frac{T_0 + Su}{T + Su}, \quad (4.5)$$

onde Su é a constante de Sutherland, e as variáveis com índices 0 (zero) são valores de referência, previamente arbitradas.

4.1.1 Modelagem da Turbulência

Os modelos de turbulência a duas equações do tipo $k - \epsilon$ são os mais utilizados em problemas de engenharia, principalmente quando se trata de um escoamento do tipo cisalhamento livre. Porém, na presença de corpos imersos de grandes velocidades ou mesmo geometrias mais complexas, estes modelos levam a resultados equivocados quanto à física do problema nas proximidades da parede. Neste caso, são necessárias funções de parede que contemplem o amortecimento das variáveis de turbulência ao se aproximar da parede, bem como o ajuste dos coeficientes do modelo padrão para que seja mais adequado às especificidades do problema em questão.

Birch et al. (2003), pondera que como os modelos de turbulência são ajustados para alguns regimes de escoamento específicos, é razoável admitir que o modelo não atenda bem aos demais regimes. Para o presente trabalho, alguns modelos foram empregados para correção do modelo de turbulência. Prevê-se, na metodologia, um modelo para correção de compressibilidade Sarkar (1995). Isto se deve ao fato de que os efeitos de compressibilidade não podem ser desprezados, dado que os valores do número de Mach estão entre 0,35 e 0,65. Dado os altos

números de Reynolds nas regiões parietais, é prevista, também uma lei de parede para perfazer a falta de refinamento de malha (ver Apêndice A), apresentada por Bredberg (2000).

Um modelo de turbulência apropriado consiste na formulação não linear de avaliar a energia cinética turbulenta $k = 1/2 \overline{u'_i u'_i}$ e a sua taxa de dissipação ϵ , chamado de modelo $k - \epsilon$ cúbico. Sua formulação tem um extenso formato com a intenção de ser empregado em vários tipos de escoamento e capaz de gerar um campo anisotrópico de variáveis turbulentas. A formulação é disponibilizada por Easom (2000).

$$\begin{aligned}
 \overline{\rho u'_i u'_j} = & -\mu_t S_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} k \\
 & + C_1 \nu_t \frac{k}{\epsilon} (S_{ik} S_{kj} - 1/3 S_{kl} S_{kl} \delta_{ij}) \\
 & + C_2 \nu_t \frac{k}{\epsilon} (\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}) \\
 & + C_3 \nu_t \frac{k}{\epsilon} (\Omega_{ik} \Omega_{jk} - 1/3 \Omega_{lk} \Omega_{lk} \delta_{ij}) \\
 & + C_4 \nu_t \frac{k^2}{\epsilon^2} (S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li}) S_{kl} \\
 & + C_5 \nu_t \frac{k^2}{\epsilon^2} (\Omega_{il} \Omega_{lm} + S_{il} \Omega_{lm} \Omega_{mj} - 2/3 S_{lm} \Omega_{mn} \Omega_{nl} \delta_{ij}) \\
 & + C_6 \nu_t \frac{k^2}{\epsilon^2} S_{ij} S_{kl} S_{kl} + C_7 \nu_t \frac{k^2}{\epsilon^2} S_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl}.
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

onde S_{ij} é o tensor taxa de deformação, e Ω_{ij} é o tensor rotacional, previstos no Apêndice, item A.2. As equações para as quantidades turbulentas são:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{k}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_i} \right] + P_k - \bar{\rho} \bar{\epsilon}, \tag{4.7}$$

e,

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{\epsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{\epsilon}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_i} \right] + [C_{\epsilon 1} P_k - (C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \bar{\epsilon} - E)] T_t^{-1}. \tag{4.8}$$

Os coeficientes C_1 a C_7 são determinados para atender a uma certa gama de esco-

amentos. Os dois primeiros termos da Eq. 4.6 são os mesmos encontrados em um modelo de turbulência $k - \epsilon$ padrão, já os sete termos subsequentes conferem ao modelo uma complexidade maior e uma relação importante com os gradientes de velocidade. Os demais termos estão dispostos no Apêndice, item A.2. A nomenclatura “ $k - \epsilon$ cúbico” é devida ao produto de três tensores em alguns dos termos adicionais ao modelo padrão. Este modelo prevê alguns termos não lineares para considerar alguns efeitos que não são previstos pelos modelos padrão da metodologia RANS, como o alongamento de vórtice e anisotropia do campo.

A modelagem média apresentada nesta seção resulta, naturalmente, em campos médios das variáveis, o que elimina a possibilidade de se prosseguir com o cálculo acústico, que está baseado essencialmente nas flutuações dos campos das variáveis. Para se contornar este problema, utiliza-se das características estatísticas da turbulência e das informações obtidas do modelo de turbulência, para se recriar um campo flutuante, utilizando-se do método de sintetização apresentado na próxima seção.

4.1.2 Sintetização de Turbulência

A técnica de sintetização de turbulência é bastante empregada com a intenção de recriar a turbulência a partir das informações do tensor de Reynolds, para se utilizar essa informação como condição inicial no domínio de cálculo de um escoamento (SMIRNOV; SHI; CELIK, 2001; DAVIDSON; BILLSON, 2006). A sintetização da turbulência possibilita um cálculo estatístico das perturbações acústicas, podendo ser utilizada para fornecer o termo fonte para uma equação da onda que propague o sinal de perturbação (BILLSON; ERIKSSON; DAVIDSON, 2003). A sintetização de turbulência ou Geração Aleatória de Escoamento (*Random Flow Generation - RFG*) reproduz um campo instantâneo de variáveis cujas características estatísticas dependem da formulação que pode prever Anisotropia, respeito à equação da continuidade, correlação no tempo e não homogeneidade.

Em seu trabalho Smirnov, Shi e Celik (2001), parte da formulação proposta anteriormente por Kraichnan (1970), e desenvolve uma formulação para um campo de velocidade transiente, não homogêneo, anisotrópico. Davidson e Billson (2006) fizeram uma modificação no método de Smirnov, Shi e Celik (2001) a fim de evitar o procedimento de transformações

matriciais de similaridade (ver Eq. 4.9). Dado um tensor de correlação de velocidades $u'_i u'_j$ de um escoamento turbulento $u_i(x_j, t)$, pretende-se, com um tensor A_{ij} tornar $u'_i u'_j$ um tensor diagonal.

$$A_{mi} A_{nj} (u_i u_j) = \delta_{mn} D_n^2 \quad (4.9)$$

O resultado é o vetor D_n , cujos elementos são as flutuações das velocidades (u', v', w') nas coordenadas de transformação de A_{ij} . O método de Smirnov, Shi e Celik (2001) se baseia nesta transformação (Eq. 4.9), porém Davidson e Billson (2006) evita este procedimento utilizando-se apenas do tensor A_{ij} .

Um novo campo transiente é gerado pela Equação 4.10 (SMIRNOV; SHI; CELIK, 2001). Para fins de simplificação é apresentada aqui para apenas uma dimensão.

$$v^*(\vec{x}, t) = A_{ik} \sqrt{\frac{2}{N}} \sum_{n=1}^N [\bar{q}^n(\vec{\kappa}^n) \cos(\hat{\kappa}_x^n \cdot \hat{x} + \omega^n \hat{t}) + \bar{r}^n(\vec{\kappa}^n) \sin(\hat{\kappa}_x^n \cdot \hat{x} + \omega^n \hat{t})], \quad (4.10)$$

onde N é o número de modos de Fourier, e $\hat{\kappa}_x^n$ representa o vetor número de onda (ponderado) na direção x .

$$\hat{x} = \frac{2\pi x}{l}, \quad \hat{t} = \frac{2\pi t}{\tau}, \quad \hat{\kappa}_x^n = \frac{l/\tau}{c^n}.$$

A escala de comprimento e a escala de tempo turbulentas são representadas por l e τ respectivamente, e

$$c^n = \sqrt{\frac{3\overline{u'_l u'_m} \kappa_l^n \kappa_m^n}{2\kappa_k^n \kappa_k^n}}.$$

Os vetores $\vec{q}^n$ e $\vec{r}^n$ na Equação 4.10 são dados por:

$$\vec{q}_i^n(\vec{\kappa}^n) = \epsilon_{ijk} \zeta^n \vec{\kappa}_k^n, \quad \vec{r}_i^n(\vec{\kappa}^n) = \epsilon_{ijk} \xi^n \vec{\kappa}_k^n,$$

na qual ϵ_{ijk} é o tensor permutação no produto vetorial acima. Os vetores $\vec{\zeta}_n$ e $\vec{\xi}_n$ são escolhidos aleatoriamente segundo uma distribuição gaussiana normal.

$$\zeta_i^n, \xi_i^n \in N(0, 1). \quad (4.11)$$

Cabe ressaltar que, segundo Sadr e Klewicki (2003) a distribuição de flutuações no jato se afasta ligeiramente da distribuição gaussiana.

As variáveis κ^n e ω^n representam a amostra n do vetor número de onda e frequência, respectivamente, do espectro:

$$E(\kappa) = 16 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \kappa^4 \exp(-2\kappa^2)$$

Este modelo gera um campo que não satisfaz as equações de conservação da massa, além de que, as estruturas geradas a partir da sintetização tendem a se alongar na direção de maior correlação; por este motivo, é fundamental que se utilize um modelo não linear anisotrópico de turbulência como o $k - \epsilon$ Cúbico (Eq. 4.6).

Note-se que foram utilizados como informação de entrada o tensor $\overline{u_i u_j}$ e a escala de comprimento l e a escala de tempo τ . Estas duas últimas variáveis são provenientes do cálculo das quantidades turbulentas:

$$l = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\epsilon}, \quad \tau = l/k^{1/2}.$$

onde $C_\mu = 0,09$.

Cabe ressaltar que para a aplicação deste modelo é necessário avançar no tempo t (Eq. 4.10) com um passo de tempo pequeno o suficiente para capturar a maior frequência f que se deseje. Assim, se o interesse forem frequências até $10000 Hz$, o passo de tempo necessário deve ser o inverso da frequência, i. e. $\Delta t = 1/f = 10^{-4} s$. Além disso, é necessário ter uma boa amostragem temporal a fim de representar estatisticamente o sinal, em especial as baixas frequências. Uma vez calculadas as flutuações do campo, utiliza-se de uma formulação

de propagação para que se tenha as flutuações acústicas no campo afastado. Esta formulação é desenvolvida na seção seguinte.

4.2 Metodologia Aeroacústica

4.2.1 Equações Modeladoras

Uma perturbação sonora é caracterizada por flutuações no campo de velocidade média $\vec{u}$, pressão média $\bar{p}$ e massa específica média $\bar{\rho}$ do meio fluídico, como está representado a seguir:

$$\vec{u}_t(\vec{x}, t) = \vec{u} + \vec{u}'(\vec{x}, t), \quad (4.12)$$

$$p_t(\vec{x}, t) = \bar{p} + p'(\vec{x}, t), \quad (4.13)$$

$$\rho_t(\vec{x}, t) = \bar{\rho} + \rho'(\vec{x}, t). \quad (4.14)$$

Partindo da compreensão de que as perturbações acústicas são muitas ordens de grandeza menores que as ordens de grandeza de um escoamento que gera este ruído, pode-se admitir que a propagação acústica se dê de maneira linear. Dessa forma, podem ser desprezados do equacionamento, os produtos das flutuações das variáveis de campo tais como ρu e ρp , o que consiste no princípio do equacionamento da acústica básica. Esta hipótese se reflete no equacionamento para modelagem da propagação acústica cujos termos viscosos podem ser desprezados. Isto equivale a admitir para o problema um número de Reynolds muito maior que a unidade (Eq. 4.15), e é um dos fundamentos das analogias acústicas apresentadas a seguir.

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} = \frac{U D}{\nu}, \quad (4.15)$$

onde U é a velocidade característica do escoamento (no caso, a velocidade de exaustão do jato), D o comprimento característico do escoamento, o diâmetro do bocal no caso do jato, e μ a viscosidade dinâmica do fluido. O número de Reynolds representa, então, as características de transporte $\rho U D$ do escoamento sobre os efeitos de viscosidade e dissipação.

Partindo das equações modeladoras do movimento dos fluidos, pode-se chegar a uma expressão para propagação acústica:

- Equação da Continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad (4.16)$$

- Equação do balanço da quantidade de movimento

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_i u_j + \delta_{ij} p - \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] = 0 \quad (4.17)$$

Subtraindo a derivada espacial da equação da quantidade de movimento (Eq. 4.17) da derivada temporal da equação da continuidade (Eq. 4.16) obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left[\delta_{ij} p - \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right]. \quad (4.18)$$

Utilizando a definição termodinâmica da velocidade do som a_0 (ver Apêndice A.1), pode-se chegar a

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (p \delta_{ij} - \sigma_{ij}) + a_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (a_0^2 \rho \delta_{ij}), \quad (4.19)$$

com σ_{ij} representando o tensor tensão viscosa dado por:

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$$

Manipulando para se isolar os termos não lineares no lado direito e os termos de variação da massa específica no lado esquerdo, obtém-se a expressão:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [(p - a_0^2 \rho) \delta_{ij}] - \frac{\partial^2 \sigma_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (4.20)$$

Rigorosamente a equação 4.20 não é linear por causa dos termos remanescentes no lado direito que são concebidos como termos-fonte da equação na forma da Equação da Onda não Homogênea. Aplicando as decomposições das variáveis em valor de referência e flutuação (Equações 4.12, 4.13 e 4.14), e condensando os termos fonte em um tensor T_{ij} , chega-se à equação 4.21.

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (4.21)$$

Esta equação é conhecida como Equação de Lighthill e descreve a propagação de uma onda com a velocidade do som em um meio em repouso. E as tensões de flutuação são aplicadas externamente pelo termo fonte do lado direito da Eq. 4.21 sobre o campo ρ . Para resolver essa equação utiliza-se das analogias acústicas propostas por Lighthill (1952).

4.3 Analogias Acústicas

As analogias acústicas são usadas para descrever a conexão entre o escoamento e o campo sonoro gerado. Trata-se de uma dependência estabelecida entre o ruído gerado e a fonte causadora deste ruído. Utiliza-se hipóteses simplificadoras que possibilitam estabelecer uma expressão matemática adequada. Existe uma variedade de analogias acústicas, entre as quais, as mais conhecidas são listadas por Seppo (2011). Porém, apenas serão apresentadas a analogia acústica de Lighthill e a analogia acústica de Curle (CURLE, 1955), ou simplesmente solução de Curle.

4.3.1 As analogias acústicas de Lighthill

Motivado pela necessidade de compreender o ruído gerado por motores a jato da época, M. James Lighthill publicou seus trabalhos (LIGHTHILL, 1952, 1954) visando uma metodologia apropriada para o escoamento livre característico do problema dando início a uma frente de

pesquisa posteriormente chamada de Aeroacústica.

Em síntese, o que Lighthill fez foi rearranjar as equações de Navier-Stokes e da continuidade a fim de derivar uma equação da onda cujo termo fonte seria composto pelos termos remanescentes da própria equação do movimento do fluido. Algumas hipóteses simplificadoras guiaram o trabalho, e apesar disso, os resultados obtidos com esta nova metodologia foram surpreendentes e fundamentaram inúmeros trabalhos posteriores. As hipóteses propostas pelo autor são as seguintes:

- O campo acústico é considerado como sendo um meio quiescente;
- Na metodologia não é considerada uma retro-reação do ruído sobre o escoamento, o que é bastante realista para escoamentos livres sem a presença de ressonadores ou campos reverberantes;
- Não são considerados os fenômenos de refração, reflexão ou absorção do ruído;
- O equacionamento da metodologia em sua forma final somente é aplicável para distâncias suficientemente grandes comparadas com as dimensões do escoamento.

A partir destas hipóteses, Lighthill (1952) mostra que o campo acústico pode ser modelado por meio de uma equação propagadora de onda contando um termo fonte que contempla as flutuações, cisalhamentos e forças aplicadas ao campo, mais tarde conhecido como Tensor de Lighthill (Eq. 4.22). O tensor T_{ij} é chamado o Tensor de Lighthill em homenagem ao autor Lighthill (1952, 1954),

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \sigma_{ij} + \delta_{ij} [(p - p_0) - a_0^2 (\rho - \rho_0)] . \quad (4.22)$$

O primeiro termo do tensor de Lighthill é o chamado tensor de Reynolds, o segundo termo representa o tensor tensão viscosa proveniente dos gradientes de velocidade do movimento das partículas. Os termos entre colchetes estão relacionados à variação de entropia no campo acústico. Lighthill (1952) mostra que para escoamentos isotérmicos, o tensor T_{ij} pode ser simplificado pelo termo $\rho u_i u_j$. É importante ressaltar que esta simplificação é válida para os casos

simulados, que são isotérmicos. Como estabelecido anteriormente, a variável absoluta u não pode ser calculada pela modelagem RANS, mas somente $\bar{u}$ o pode. Desta forma, utiliza-se da técnica de sintetização para se construir um campo v_i^* que procura substituir, com características estatísticas semelhantes, o campo u_i . Assim, substitui-se o tensor $\rho u_i u_j$ pelo campo sintetizado da seguinte maneira:

$$T_{ij} \approx \rho u_i u_j \approx \rho v_i^* v_j^*. \quad (4.23)$$

com v_i^* sendo obtido da Equação 4.10. Apenas para simplificar as expressões seguintes, a variável u_i continuará sendo utilizada, porém, fica estabelecido que não se trata do campo de velocidade u_i absoluto mas de um campo sintetizado.

Utilizando uma solução baseada em funções de Green na ausência de um corpo sólido imerso no escoamento, Lighthill propõe a solução:

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0^2} \iiint \frac{1}{|\vec{X} - \vec{Y}|} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \left(\vec{Y}, t - \frac{|\vec{X} - \vec{Y}|}{a_0} \right) \right] d\vec{Y}, \quad (4.24)$$

A integral acima é uma integral volumétrica sobre todo o volume da região onde T_{ij} é não nulo. Ressalta-se que o cálculo da flutuação da massa específica é feito para a posição correspondente ao observador (vetor $\vec{X}$, esquematizado na Figura 4.1), que deve estar posicionado a uma certa distância da fonte sonora, região chamada campo afastado (*far field*). Esta região é caracterizada por:

- Ser afastada o suficiente para que não haja flutuações do escoamento que influenciem na geração ou propagação do ruído;
- Estar a uma distância maior que $(2\pi)^{-1}$ vezes o comprimento de onda λ da flutuação de menor frequência que se queira calcular;
- Estar em uma posição $\vec{X}$ tal que $|\vec{X} - \vec{Y}| \approx |\vec{X}|$, onde $\vec{Y}$ varia dentro dos limites do volume do escoamento (Fig. 4.1).

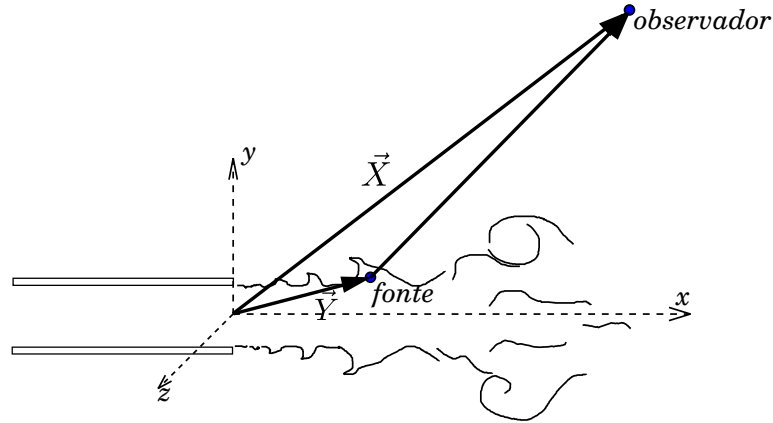


Figura 4.1 – Esquema de coordenadas e vetores posição utilizados na integração do termo fonte para avaliação do ruído no local do observador.

Lighthill (1952) mostra que a grandes distâncias pode-se simplificar a Equação 4.24 para a seguinte configuração,

$$\rho' \approx \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint \frac{T_{ij}}{|\vec{X} - \vec{Y}|} d\vec{Y}. \quad (4.25)$$

Esta teoria não leva em consideração a influência do escoamento sobre o campo acústico após ter sido gerado, nem tampouco das oscilações acústicas sobre o escoamento em si. Em algumas situações como em campos reverberantes, desprezar-se a influência do campo acústico sobre o escoamento não seria adequado. Nas posições mais a jusante do escoamento do jato, desconsiderar os efeitos do escoamento sobre o ruído pressupõe erros por negligência à refração do som. Neste caso, para que não seja necessário lidar com este efeito, pode-se avaliar o ruído a 90 graus, direção na qual o sinal sonoro não sofre refração. Por outro lado, para que sejam considerados os efeitos de corpos imersos no escoamento, Curle (1955) propõe uma solução integral apresentada na próxima seção.

4.3.2 Solução Integral de Curle

A formulação de Curle (1955) pretende considerar a geração de ruído devido à presença de um corpo sólido imerso no escoamento. A expressão proposta por Curle é dada por:

$$\rho' = \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V T_{ij}(\vec{Y}, t^*) \frac{d\vec{Y}}{|\vec{X} - \vec{Y}|} + \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{1}{r} n_j p_{ij} dS(\vec{y}), \quad (4.26)$$

onde t^* é um tempo retardado de avaliação das propriedades do tensor T_{ij} , i.e., o instante de tempo anterior à propagação da onda sonora da fonte até o observador; n_i é a componente i do vetor normal à superfície. As fontes incorporadas à formulação por Curle são mais importantes para números de Mach menores. A formulação correspondente representa a flutuação de forças com a qual as paredes solidas atuam no fluido. O termo $n_j p_{ij}$ representa a força por unidade de área exercida sobre o fluido pelas fronteiras sólidas.

Manipulações matemáticas adotadas por Davidson e Billson (2006) leva à seguinte formulação da solução de Curle:

$$p'(x_j, t) = \frac{1}{4\pi} \iiint \left[\frac{l_i l_j}{a_0^2 R} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} + \frac{3l_i l_j - \delta_{ij}}{a_0 r^2} \frac{\partial T_{ij}}{\partial t} + \frac{3l_i l_j - \delta_{ij}}{R^3} T_{ij} \right] d\vec{Y} + \frac{1}{4\pi} \iint l_i n_j \left[\frac{1}{a_0 R} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \delta_{ij} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t^*} \right) + \frac{p \delta_{ij} - \sigma_{ij}}{R^2} \right] dS. \quad (4.27)$$

onde $R = |\vec{X} - \vec{Y}|$. Nota-se também que uma alteração de variáveis foi realizada utilizando-se a definição da velocidade do som a_0 .

A contribuição feita por Curle é resultado da aplicação do teorema do divergente tanto no termo associado às flutuações volumétricas quanto sobre a integral de superfície recém integrada à formulação, a fim de deduzir uma expressão mais simples que se utiliza de vetores normais à fonte sonora. Neste trabalho, não será levada em consideração a contribuição da presença do corpo imerso. Assim, para um domínio discretizado em volumes finitos, a Equação 4.27 pode ser escrita na forma

$$p'(\vec{x}, t) = \sum_{volumes} \frac{\vartheta_{volumes}}{4\pi} \left[\frac{l_i l_j}{a_0^2 R_c} \frac{\partial^2 \bar{T}_{ij}}{\partial t^2} + \frac{3l_i l_j - \delta_{ij}}{a_0 R_c^2} \frac{\partial \bar{T}_{ij}}{\partial t} + \frac{3l_i l_j - \delta_{ij}}{R_c^3} \bar{T}_{ij} \right]. \quad (4.28)$$

onde $\vartheta_{volumes}$ representa o volume das células de discretização do domínio, R_c é a distância do observador até o centro da célula em questão. O tensor $\bar{T}_{ij}$ é a média do termo fonte no volume finito. Uma demonstração mais detalhada desta formulação pode ser encontrada em Larsson (2002).

4.4 Discretização

4.4.1 Discretização Temporal

Apesar de as equações serem médias no tempo, utiliza-se um avanço em passos de tempo para se facilitar a convergência de problemas. As equações modeladoras, apresentadas na seção 4.1, são discretizadas temporalmente de maneira implícita segundo o método de Euler.

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} = LDE^{n+1}. \quad (4.29)$$

O sistema linear resultante do esquema implícito é resolvido com o Método Multigrid, que consiste em utilizar-se de níveis de malha mais grosseiras a fim de amortecer o resíduo de alta frequência no decorrer da solução do sistema linear.

A condição CFL (Courant-Friedrichs-Lewy),

$$CFL = \frac{U\Delta t}{\Delta x}, \quad (4.30)$$

varia entre 0 e 100, não sendo permitido ser menor que 10^{-4} . À medida que o resultado se aproxima da convergência, a condição acima vai se tornando menos restritiva para o passo de tempo por uma função rampa (o passo de tempo é cada vez maior à medida que a simulação evolui).

4.4.2 Discretização Espacial

A discretização espacial das equações diferenciais apresentadas na seção 4.1 utiliza segunda ordem para os termos advectivos, os polinômios de interpolação são dispostos com o

centro no centróide do volume finito e ponderados de acordo com os valores das células vizinhas. Aliada à interpolação, o código utiliza um atenuador de variação total ψ (*Total Variation Diminishing*, TVD). Este método impede que os valores nas faces sejam ponderados muito maiores que os valores nos centroides dos volumes vizinhos a fim de evitar oscilações no cálculo do regime permanente. Para uma variável qualquer, é feita a seguinte ponderação:

$$\phi(x, y, z) = \phi_c + \psi \nabla \phi \cdot \Delta \vec{x}. \quad (4.31)$$

onde ϕ é o valor da variável que se deseja na posição (x, y, z) no centro da célula em torno da qual algum termo esteja sendo calculado. $\nabla \phi$ é o gradiente da variável na direção do vetor $\Delta \vec{x}$ que é a direção do polinômio de interpolação tridimensional:

$$Q(x, y, z) = c_0 + c_1(x - x_c) + c_2(y - y_c) + c_3(z - z_c), \quad (4.32)$$

onde Q é um polinômio para aproximação local do gradiente da variável ϕ , os valores x_c , y_c e z_c são as componentes do vetor posição do centroide do volume em questão. As constantes para o polinômio são calculadas da seguinte forma:

$$c_0 = \phi_i \quad (4.33)$$

$$c_1 = \frac{1}{\vartheta} \sum_m^{faces} \frac{\phi_i + \phi_k}{2} \hat{n}_x \quad (4.34)$$

$$c_2 = \frac{1}{\vartheta} \sum_m^{faces} \frac{\phi_i + \phi_k}{2} \hat{n}_y \quad (4.35)$$

$$c_3 = \frac{1}{\vartheta} \sum_m^{faces} \frac{\phi_i + \phi_k}{2} \hat{n}_z. \quad (4.36)$$

4.5 Casos Investigados

Neste trabalho, alguns casos testes são propostos a fim de se compreender bem a influência de alguns parâmetros, como as relações de área de exaustão e a razão de velocidade sobre

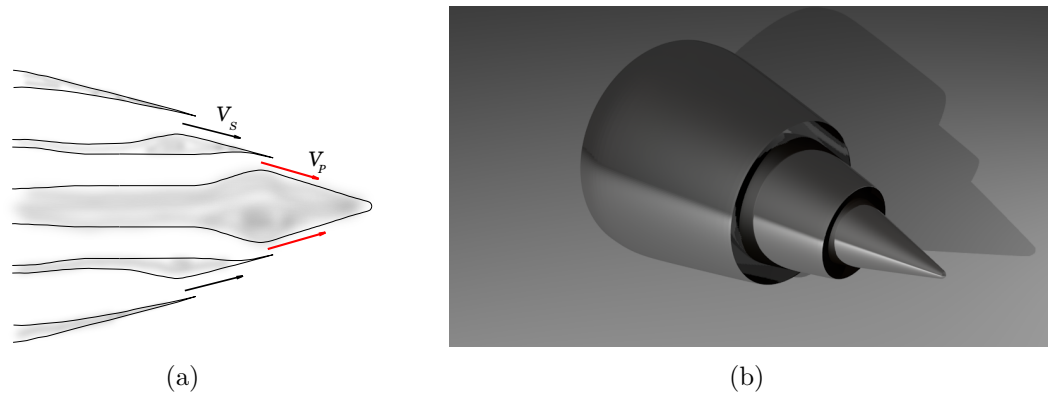


Figura 4.2 – Esquema do bocal tipo Short-Cowl evidenciando as correntes primária e secundária no perfil bidimensional (a) e geometria tridimensional (b).

o ruído emitido pelo jato. São simuladas duas geometrias de bocais coplanares semelhantes aos bocais aplicados atualmente na indústria aeronáutica. As geometrias, parâmetros de simulação e dados experimentais de que se dispõem estão presentes em relatórios referentes aos projetos CoJeN ¹ (*Coplanar Jet Noise*) e JEAN ² (*Jet Exhaust Aerodynamics and Noise*) EU.

4.5.1 Geometrias

A geometria Short-Cowl (CoJeN) é mais complexa, sendo necessário um tratamento mais refinado do escoamento sobre as paredes, dada a importância do desenvolvimento da camada limte sobre o escoamento do jato. A presença de um corpo central (*plug*) pode gerar um outro complicador, que é uma região de baixa velocidade, difícil de ser reproduzida em simulação (TAM; PASTOUCHENKO, 2004). Esta geometria possui a característica de direcionar o escoamento para o eixo do bocal, o que proporciona uma região de *vena contracta* e consequente aumento na velocidade nominal de exaustão. Desta forma, o escoamento permanece coeso por distâncias maiores, e assim, espera-se uma atividade turbulenta mais alta e um núcleo potencial mais alongado. Esta geometria será utilizada para validação com dados fluidodinâmicos³ (ver Fig. 4.2).

As dimensões principais desta geometria são o diâmetro primário $D_P = 0,1353 \text{ m}$ e o

¹Projeto que visa estabelecer e validar ferramentas de predição de ruído e otimização de projeto para a indústria aeronáutica sob o número de contrato AST3-CT-2003-502790

²Trata-se da quarta fase do projeto europeu para a investigação da física envolvida na geração de ruído em jatos isotérmicos e aquecidos sob o número de contrato G4RD-CT-2000-000313

³Não há dados experimentais acústicos para comparação.

diâmetro secundário $D_S = 0,2756 \text{ m}$, o que corresponde a uma razão de área, $RA = 4,3$. Esta primeira geometria é proposta a fim de se fazer uma validação da metodologia a ser empregada no estudo. Um caso teste de que se dispõem dados experimentais é simulado com os parâmetros conforme apresentados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Propriedades de simulação do escoamento com a geometria *Short-Cowl*.

V_P [m/s]	V_S [m/s]	T_P [K]	T_S [K]	Ma_P [–]	Ma_S [–]	P_{oP} [Pa]	P_{oS} [Pa]	T_{oP} [K]	T_{oS} [K]
480,0	307,0	880,0	283,73	0,88	0,91	165944,70	171167,30	1016,30	330,59

os índices P e S são referentes às correntes primária e secundária respectivamente. Os valores com índice “o” são valores de estagnação utilizados como condição de contorno das correntes primária e secundária. As condições ambiente são dadas pelo estado termodinâmico determinado pela pressão ambiente $P_{amb} = 100250 \text{ Pa}$ e temperatura $T = 283,73 \text{ K}$.

Este caso teste em particular de que se dispõem dados experimentais possui uma razão de temperatura $RT = T_P/T_{amb}$ igual a 2,69. A condição isotérmica será utilizada para os próximos casos teste. Não é interesse deste trabalho o estudo da influência da temperatura sobre a aeroacústica do problema. Além disso, ressalta-se que esta validação será apenas para dados fluidodinâmicos e apenas para os próximos casos teste será avaliado o espectro de ruído. Os dados experimentais foram coletados do projeto CoJeN (*Computational of Coaxial Jet Noise - EU Research Programme*) na instalação QinetiQ NTF (*Noise Test Facility*).

A geometria coplanar (JEAN) proporciona um escoamento mais bem comportado, posto que há uma seção na terminação do bocal que direciona o escoamento paralelamente ao eixo do bocal na seção de saída. Assim, é esperada uma melhor concordância dos resultados com os dados experimentais e níveis de turbulência menores. Os resultados das simulações desta geometria serão comparados a níveis de pressão sonora com observadores posicionados a 60° , 90° e 120° do plano de exaustão do bocal. A Figura 4.3 apresenta um esboço do bocal coplanar com um esquema da disposição polar dos observadores em relação ao plano de exaustão.

Para a geometria do bocal coplanar, dispõe-se apenas de dados experimentais acústicos para diferentes configurações de razão de área: $RA = 0,87$; 2 e 4; e diferentes razões de velocidade: $RV = 0,63$; 0,79 e 1,0. Assim, uma matriz de simulações é proposta, conforme

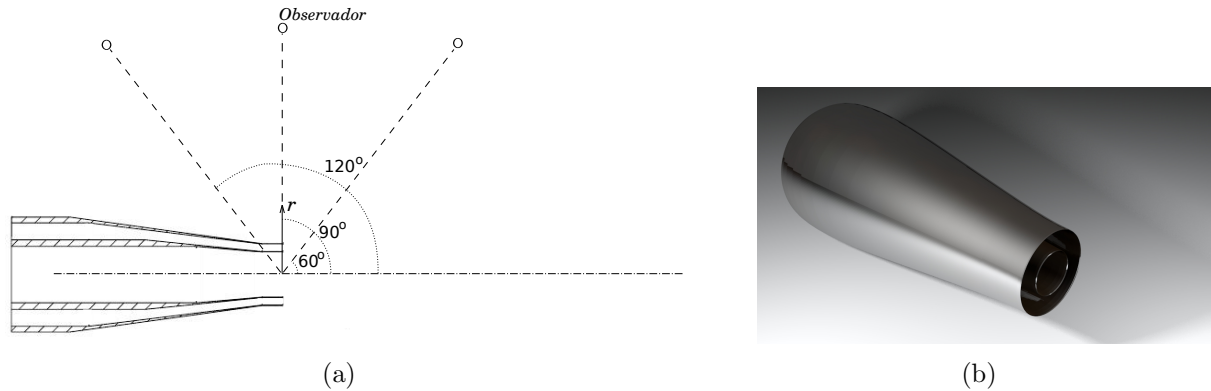


Figura 4.3 – Esquema do bocal de exaustão coplanar e a posição dos observadores em relação ao bocal. (a) perfil do bocal coplanar, e (b) geometria tridimensional.

a Tabela 4.2, com uma simbologia definida de acordo com os valores de razão de velocidade e razão de área.

Tabela 4.2 – Matriz de simulações para a geometria coplanar (JEAN).

		Razões de Área - RA		
		0,87	2,0	4,0
Razões de	0,63	RA087RV063	RA2RV063	*4
Velocidade	0,79	RA087RV079	RA2RV079	RA4RV079
RV	1,0	RA087RV1	RA2RV1	RA4RV1

Os parâmetros de simulação para estes 9 casos teste são apresentados no apêndice para que não se estenda excessivamente o corpo deste texto.

4.5.2 Domínio Computacional e Características de Malha

O domínio computacional utilizado nas simulações é dimensionado de acordo com o sugerido por Almeida (2009), como mostra a Fig. 4.4.

As dimensões recomendadas são $50D_S$ na direção longitudinal e $10D_S$ na direção radial. O refinamento de malha é concentrado próximo às paredes do bocal a fim de se obedecer a uma exigência da lei de parede utilizada para melhor calcular o perfil da camada limite, o que é fundamental para todo o processo de mistura. Esta restrição está relacionada com o número de Reynolds e com o nível de refinamento segundo o critério y^+ que se deseja; neste caso $y^+ \geq 30$.

$$y_{min} = y^+ \frac{D_S}{Re_\tau} = 30 \frac{D_S}{0,09 Re^{0,88}} \quad (4.37)$$

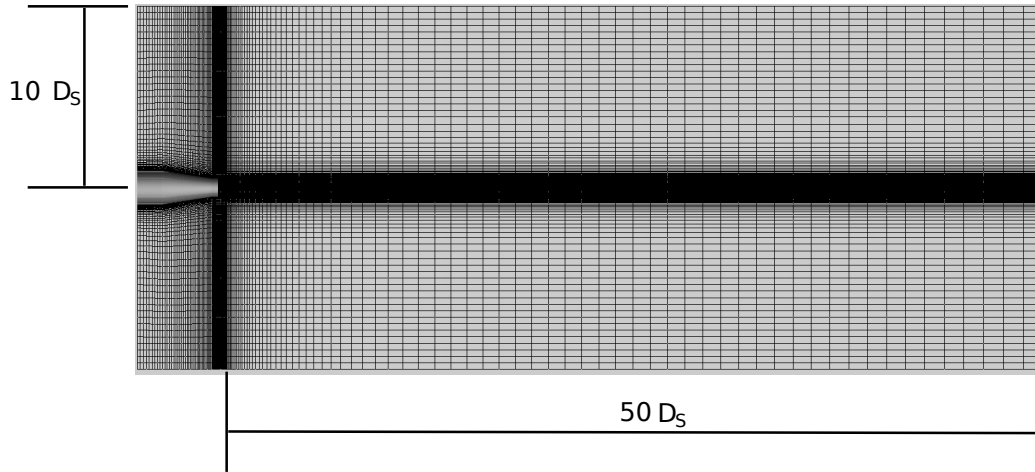


Figura 4.4 – Dimensões do domínio computacional genérico baseado no diâmetro secundário D_s e aspecto da malha com refinamento local.

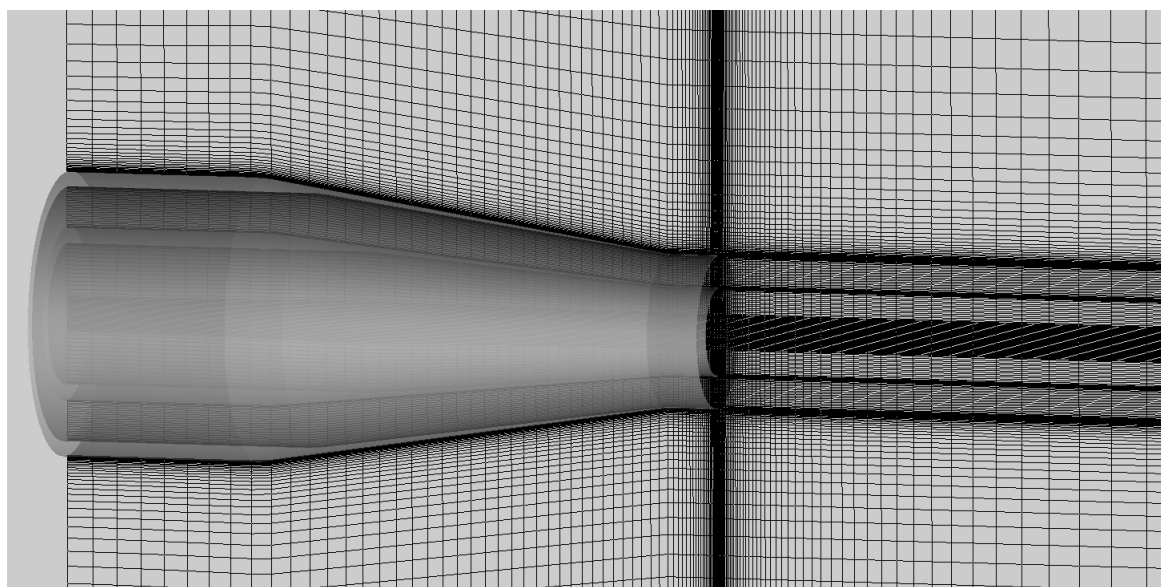
Outra restrição importante para a malha é quanto ao ruído; uma vez que o cálculo do ruído é feito por uma integral que depende do gradiente espacial, é importante que o refinamento de malha atenda à quantidade mínima de pontos no estêncil para representar bem as frequências mais altas. Tam (2001) e Vuillemin et al. (2005) sugerem ser necessário pelo menos 15 pontos⁵ interiores a uma onda acústica para que ela seja bem calculada sem perda de amplitude ou frequência. Para uma frequência de corte de 10000 Hz são necessários volumes de comprimento mínimo:

$$\Delta x_{min} = \frac{a_0}{15f_{mx}} = \frac{340}{1510000} = 0,0027m. \quad (4.38)$$

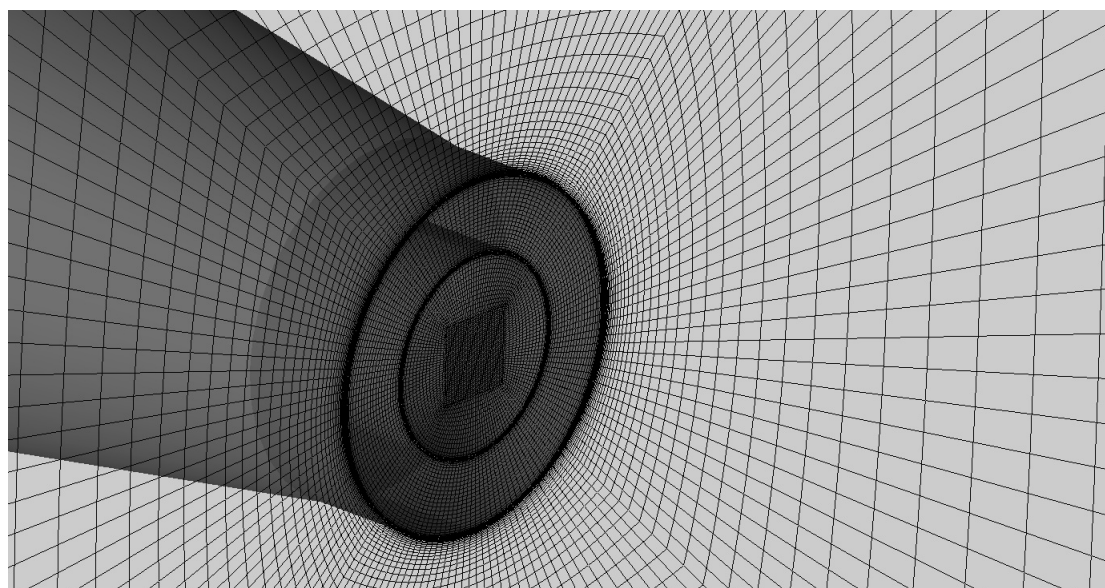
Como será mostrado no capítulo de resultados, não é necessário que este refinamento se estenda por toda a região onde as flutuações são importantes na geração de ruído. A Figura 4.5 mostra o refinamento concentrado nas proximidades das paredes se estendendo na direção axial das bordas de ambos os bocais, primário e secundário. A Figura 4.5 apresenta detalhes do refinamento de malha nas proximidades do bocal.

Apesar de alguns autores (GEORGIADIS; PAPAMOSCHOU, 2003; VUILLEMIN et al., 2005; FAYARD et al., 2008) proporem o “espalhamento” da malha junto com o espalhamento do jato após o plano de exaustão, a malha do presente trabalho foi construída de maneira mais

⁵O emprego de esquemas de discretização especializados para o cálculo acústico possibilitam uma redução na necessidade de pontos como propõe Tam (2001) com o esquema DRP, conseguindo bons resultados com 10 a 12 pontos.



(a)



(b)

Figura 4.5 – Visualizações ampliadas da malha utilizada para o bocal coplanar com a geometria do projeto JEAN. (a) Vista frontal e (b) vista em perspectiva.

semelhante aos trabalhos de Page et al. (2001) e Almeida (2009). Como pode ser observado na Fig. 4.6, a malha empregada por Fayard et al. (2008) possui um formato variável na direção axial de maneira a tentar acompanhar a configuração do escoamento.

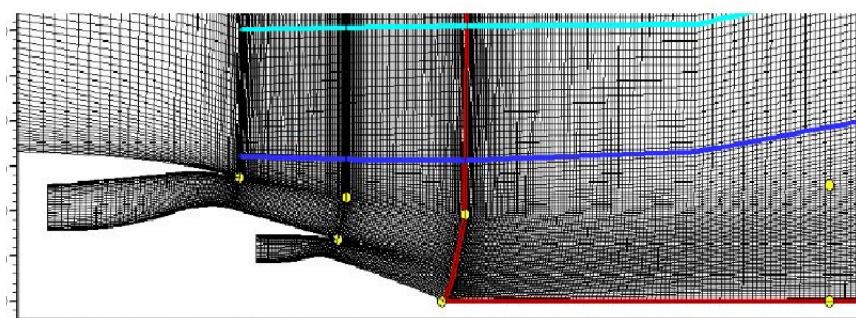
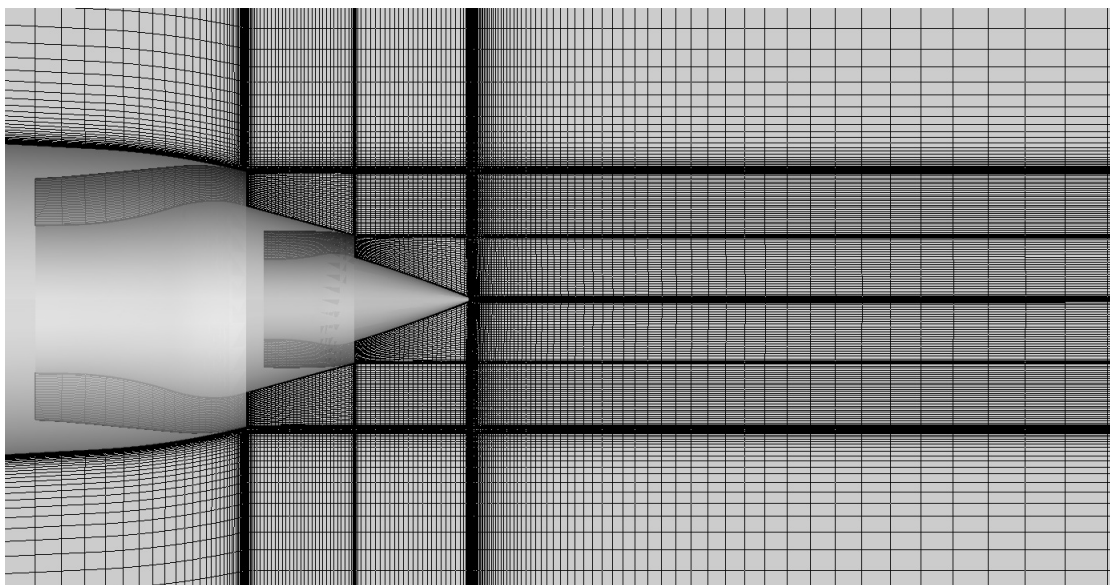


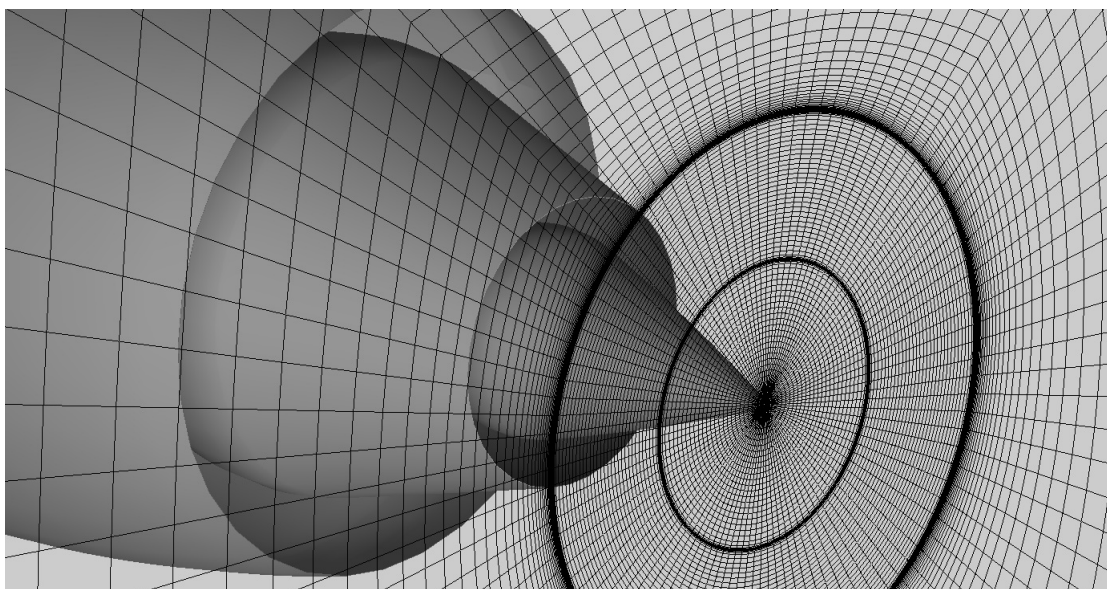
Figura 4.6 – Malha utilizada no trabalho de Fayard et al. (2008).

As malhas para os bocais coplanares foram feitas com 2,89 milhões de elementos para as razões de área 0,87 e 2,0 (estas duas geometrias têm mesmo valor $D_S = 0,0582 \text{ m}$) e 4,01 milhões de elementos para a razão de área 4,0 (com diâmetro secundário $D_S = 0,075 \text{ m}$). As malhas possuem uma densidade fixa de elementos por comprimento de domínio, nas proximidades do bocal: cerca de 1,5 elementos por mm de extensão de domínio. O valor foi obtido após as simulações de validação com a malha para o bocal *Short-Cowl*.

Três malhas, com densidades diferentes, foram construídas para o bocal *Short-Cowl*, a fim de se determinar um refinamento ótimo: uma com 2,7 milhões de elementos; outra com 4,07 milhões e ainda uma outra com 5,3 milhões de elementos. A Figura 4.7 apresenta a malha empregada para o bocal *Short-Cowl*.



(a)

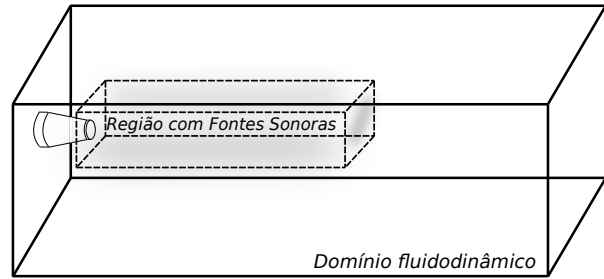


(b)

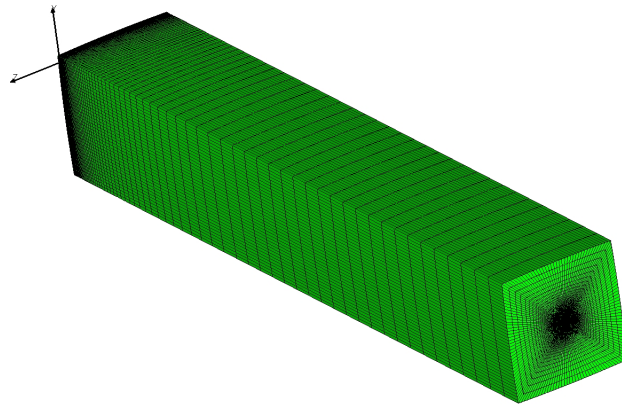
Figura 4.7 – Vista frontal (a) e vista em perspectiva (b) da malha utilizada para o bocal *Short-Cowl* com geometria do projeto CoJeN.

Após simulado o campo fluidodinâmico, pode-se utilizar da mesma malha para armazenar as informações de flutuação calculadas do método de sintetização. Porém, para reduzir o custo da integral (ver Eq. 4.28) sobre todo o volume do domínio computacional, se extrai um bloco que encerre todas as flutuações de interesse para o cálculo do ruído. A malha utilizada para o cálculo do campo sintetizado e do espectro de ruído é apresentada na Figura 4.8. Alguns autores sugerem quais devem ser as dimensões desta malha para que o cálculo do ruído tenda a ser independente destas dimensões (BARRÉ; BOGEY; BAILLY, 2006; VUILLEMIN et al., 2005).

Barré, Bogey e Bailly (2006) sugere as dimensões de $2D_S \times 15D_S$ enquanto que Vuillemin et al. (2005) propõe $4D_S \times 21D_S$; para este trabalho adota-se as dimensões de $2,7D_S \times 30D_S$.



(a)



(b)

Figura 4.8 – Recorte da porção do domínio fluidodinâmico que interessa ao cálculo acústico (a) e malha acústica isolada (b).

4.5.3 Condições Iniciais e de Contorno

As condições iniciais são estabelecidas com a pressão e temperatura ambiente, e um pequeno valor de velocidade de $1,0 \text{ m/s}$ na direção do eixo do jato, para favorecer a convergência do sistema linear. Como condição inicial para as quantidades turbulentas, toma-se uma razão entre a viscosidade turbulenta μ_t e a viscosidade dinâmica, μ , com o valor de 11, como recomendado pelo trabalho de Dauplain, Cuenot e Gicquel (2010). Adicionalmente, o valor do nível de turbulência I_μ da corrente livre é arbitrado em 2% dentro de uma faixa de níveis de turbulência, atingidos nos arredores de uma camada de mistura, que vai de 1 a 5%, conforme apresentado no trabalho de (BRANDT; SCHLATTER; HENNINGSON, 2004). A partir destes valores arbitrados, pode-se estimar valores iniciais para a energia cinética turbulenta k ,

$$k = \frac{3}{2} (UI)^2, \quad (4.39)$$

para a dissipação de energia cinética turbulenta ϵ ,

$$\epsilon = C_\mu \frac{\rho k^2}{\mu_t}, \quad (4.40)$$

e a função de amortecimento do campo k próximo à parede,

$$f_\mu = \frac{1 - e^{\beta R_t}}{1 - e^{-\sqrt{R_t}}} \max \left(1, \sqrt{2/R_t} \right) \quad (4.41)$$

com $C_\mu = 0,09$, $\beta = 0,009$ e $R_t = (\rho k^2)/(\mu\epsilon)$.

Para os canais do bocal são impostas a pressão e a temperatura de estagnação de acordo com o estado termodinâmico que se deseje na exaustão do bocal. Através da equação de processo isentrópico e utilizando o número de *Mach* na exaustão, definem-se os valores de estagnação:

$$\frac{p_o}{p_{ex}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad (4.42)$$

$$\frac{T_o}{T_{ex}} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2, \quad (4.43)$$

na qual os índices “*o*” e “*ex*” se referem às propriedades na seção de estagnação e na seção de exaustão, respectivamente. A variável γ é a razão de calores específicos a pressão constante e a volume constante c_p/c_v .

Nos contornos do domínio, os valores de temperatura, pressão ambiente e a velocidade do volume interno adjacente à parede são impostos como condição de contorno (ver Fig. ??). Nas paredes do bocal, é imposta condição de não escorregamento para a velocidade e utiliza-se da função de parede para as propriedades turbulentas. Condição de parede adiabática é utilizada como condição de contorno para a equação da energia. Nenhum tratamento acústico de contorno é necessário já que o campo acústico é calculado separadamente dos campos fluidodinâmicos.

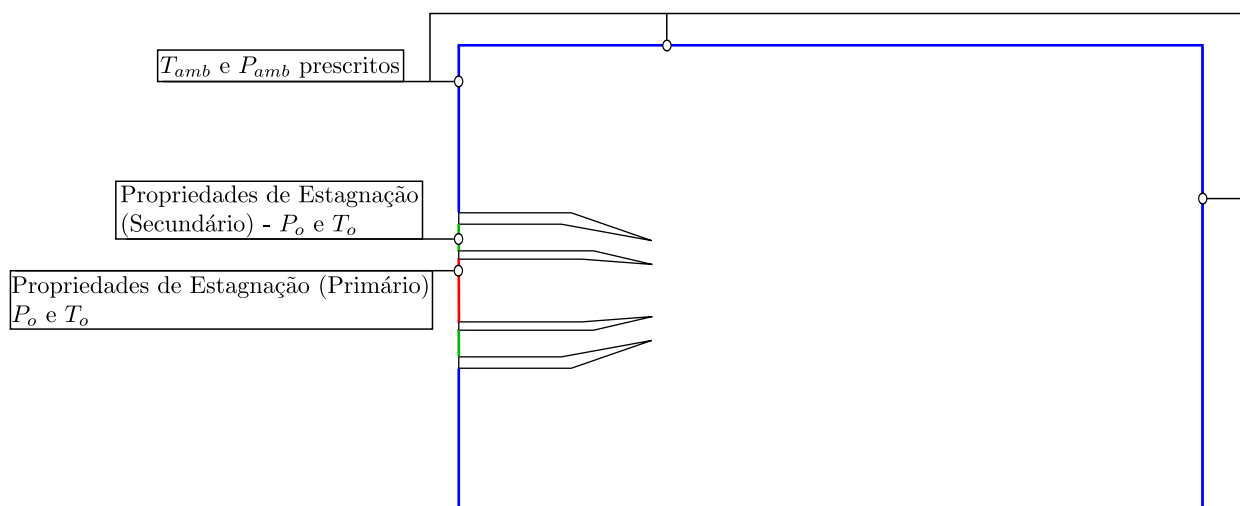


Figura 4.9 – Esquema da imposição das condições de contorno nas fronteiras do domínio.

4.6 Ferramentas de Simulação

As malhas das geometrias utilizadas neste trabalho foram geradas no software comercial Ansys ICEMCFD v11 e exportadas como malha não estruturada para o software de simulação.

Para proceder as simulações fluidodinâmicas e aeroacústicas, utilizou-se do software comercial CFD++/CAA++ Metacomp Inc. v10.1. Este código contém as formulações apresentadas nas seções anteriores, além de alguns métodos de convergência não abordados neste trabalho.

CAPÍTULO V

Resultados

Neste capítulo serão apresentados os resultados do presente trabalho em três seções distintas: a primeira discute sobre a simulação proposta para a validação da metodologia, e uma análise qualitativa do refinamento de malha; a segunda seção traz os campos e perfis fluidodinâmicos da matriz de simulações discriminadas na Tabela 4.2, referentes ao bocal coplanar com geometria do projeto JEAN; a terceira seção deste capítulo apresenta os resultados acústicos calculados a partir das simulações apresentadas na segunda seção.

Os resultados são apresentados em gráficos de campo por cores ou em perfis de linhas de extração. Os perfis são extraídos na direção radial do jato em posições x/D_S determinadas em cada caso ou na direção longitudinal do jato, correspondendo à Linha de Centro (*Centerline*), Linha de Bordo interna (*Inner Lipline*) e Linha de Bordo externa (*Outer Lipline*) como mostrado nas Fig. 5.1 e 5.2.

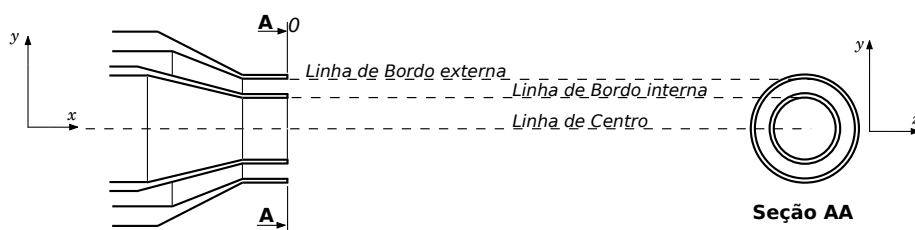


Figura 5.1 – Diagrama esquemático das linhas de extração de perfis para o bocal coplanar de modelo JEAN.

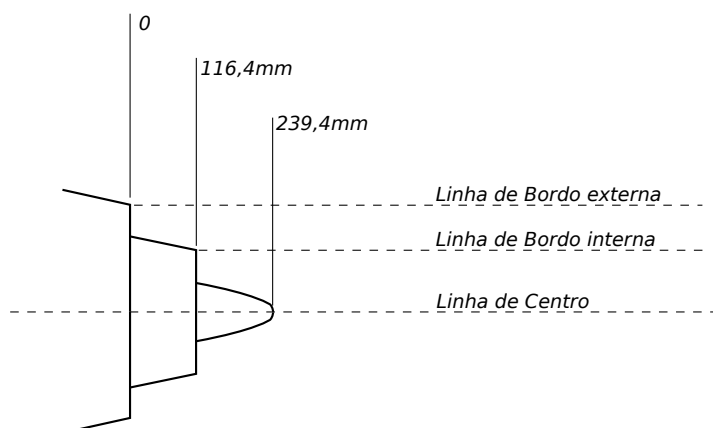


Figura 5.2 – Diagrama esquemático das linhas de extração de perfis para o bocal *Short-Cowl*.

A origem do bocal *Short-Cowl* é adotada na intersecção do eixo do bocal com o plano de exaustão secundário, como mostrado na Fig. 5.2.

5.1 Análise de Malha

As simulações do caso teste proposto para validação foram realizadas em um computador com sistema operacional *Windows 7 Professional* (Copyright © *Mycrosoft Corporation*), 12 processadores Intel(R) Core(TM) i7-3930K CPU @ 3,20GHz, 24,0 GB de memória RAM e sistema operacional de 64bits. Todas as simulações desta seção foram realizadas com 8 processadores. Foi utilizado o código comercial de fluidodinâmica computacional e Aeroacústica computacional CFD++/CAA++ Metacomp Inc. para as simulações deste capítulo.

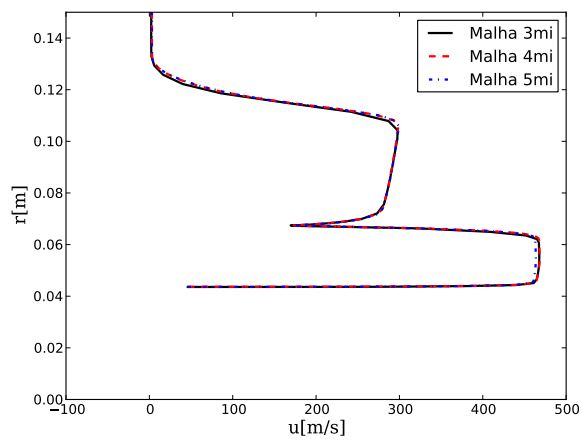
Utilizando três densidades de malha diferentes, com 2,7, 4,07 e 5,3 milhões de elementos, procedeu-se as simulações a fim de apontar qualitativamente uma malha adequada para a solução do problema. A primeira simulação, com 2,7 milhões de elementos atingiu a convergência com menos de 1000 “passos de tempo”¹, e para isso levou 27 horas e 15 minutos (informação fornecida em arquivo de saída próprio do software CFD++/CAA++). A segunda simulação, com 4,07 milhões de elementos atingiu a convergência em um tempo de 40 horas e 56 minutos. Por fim, a última malha, com 5,3 milhões de elementos foi utilizada para simular o problema. A convergência foi atingida com 1100 iterações, com um tempo de simulação 50 horas e 25

¹Não se trata rigorosamente de passos de tempo, uma vez que o modelo é de equações médias, mas sim de iterações no integrador temporal que foi mantido no equacionamento apenas como recurso numérico para melhorar a convergência.

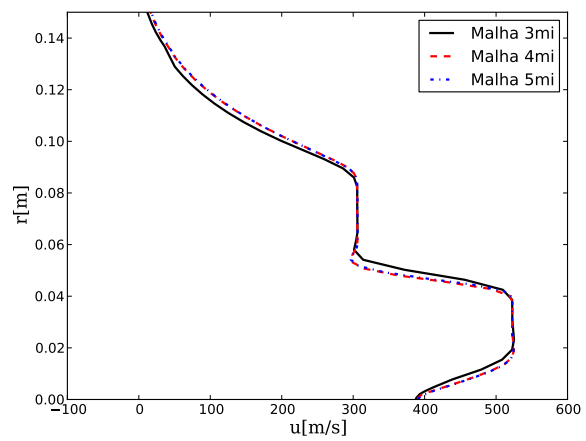
minutos.

Os resultados referentes à análise de malha são apresentados nas Fig. 5.3 e 5.4. Nestas figuras, estão dispostos os perfis radiais de velocidade u (Fig. 5.3) e os perfis da componente $u'u'$ da energia cinética turbulenta, comparando os resultados das três malhas simuladas.

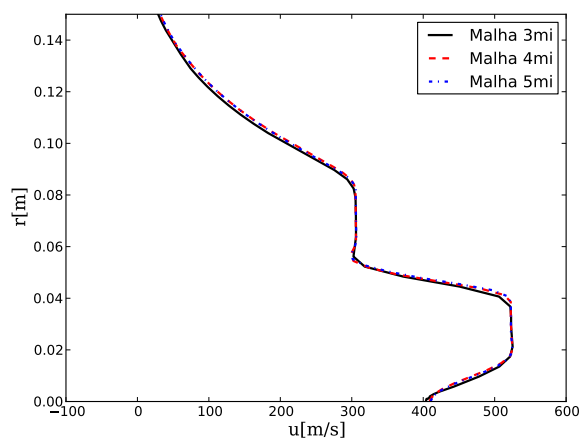
Os perfis radiais nas Figuras 5.3 e 5.4 são extraídos à distância $x = 121mm$; $394mm$; $494mm$; $694mm$; $894mm$ e $1094mm$ da origem, fixada no plano de exaustão do bocal secundário (ver Fig. 5.2). Os perfis de velocidade da Figura 5.3 não apresentam variações consideráveis, enquanto que nos perfis da componente $u'u'$ do tensor de Reynolds, se destacam as malhas de 4,07 e 5,3 milhões de elementos em alguns pontos. A principal deficiência observada nos resultados da malha de 2,7 milhões de elementos é a insuficiência de refinamento de malha nas regiões onde se observa os picos de energia cinética turbulenta. Nas proximidades da posição radial $r = 0,05m$, por exemplo, a malha de 2,7 milhões não é capaz de prever uma variação de $u'u'$ tão rápida quanto verificada nos perfis das malhas mais refinadas como pode ser visto nas Fig. 5.4(b), 5.4(c) e 5.4(d). Pode-se observar que as malhas de 4,07 e de 5,3 milhões de elementos possuem perfis bastante similares, a menos de algumas variações nos picos de $u'u'$. Com este critério qualitativo, adotou-se a malha menos refinada 4,07 milhões de elementos, por questões de custo computacional, como a malha adequada para a resolução deste problema.



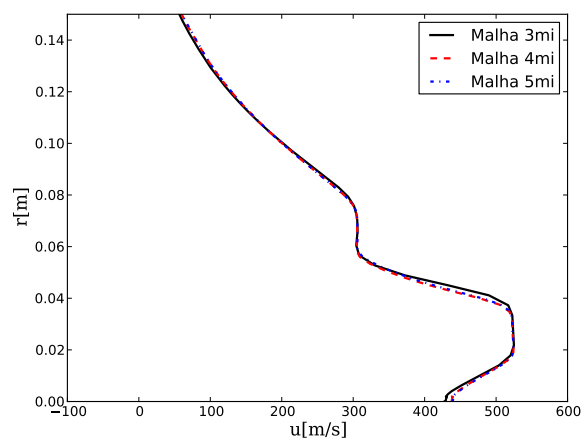
(a) 121mm



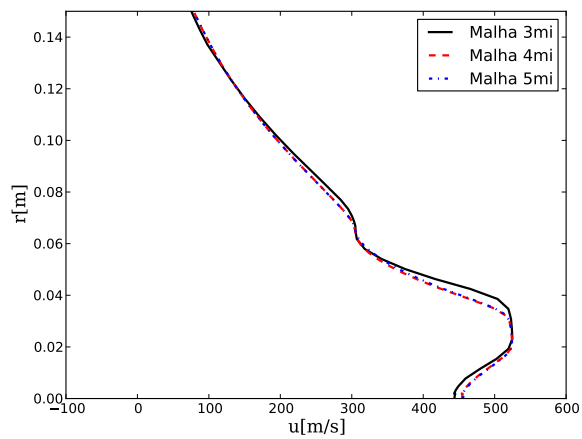
(b) 394mm



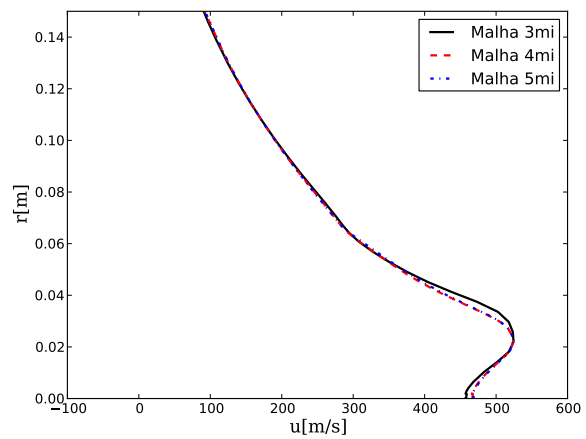
(c) 494mm



(d) 694mm

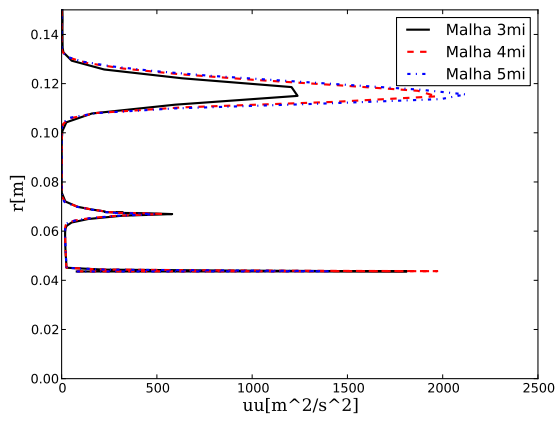


(e) 894mm

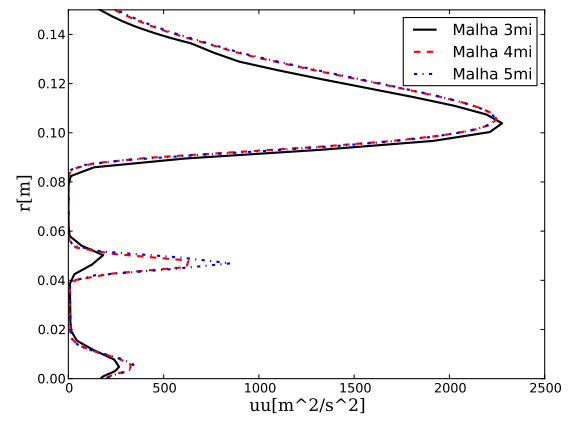


(f) 1094mm

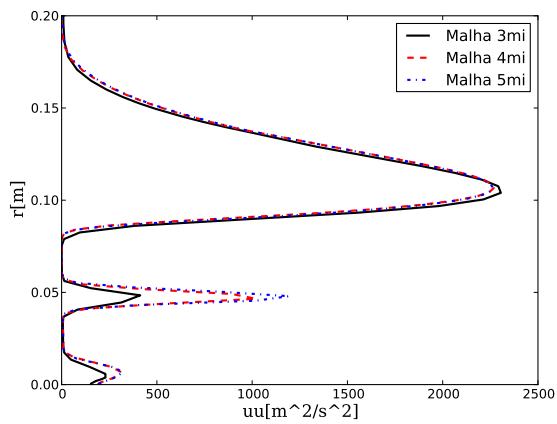
Figura 5.3 – Perfis radiais de velocidade u absoluta para as simulações com diferentes malhas. Linhas de extração nas posições (a) 121mm, (b) 394mm, (c) 494mm, (d) 694mm, (e) 894mm e (f) 1094mm.



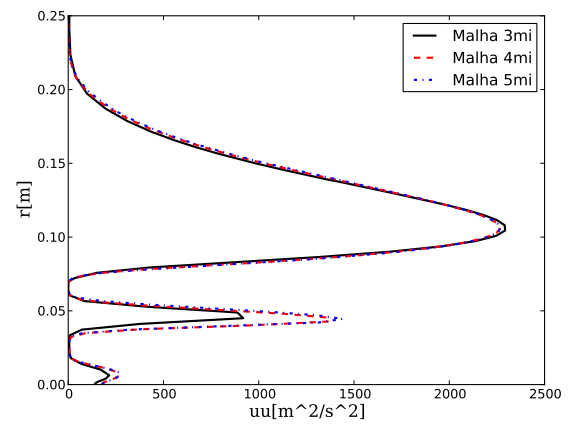
(a) 121mm



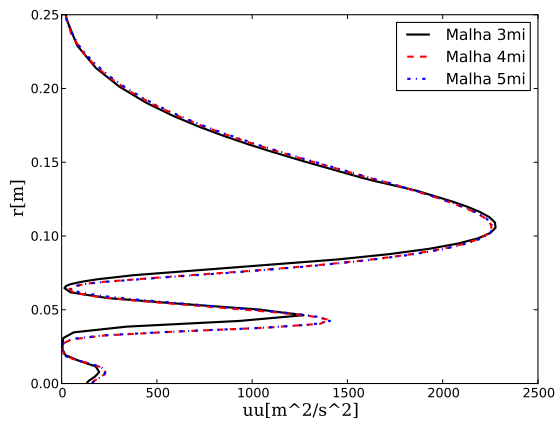
(b) 394mm



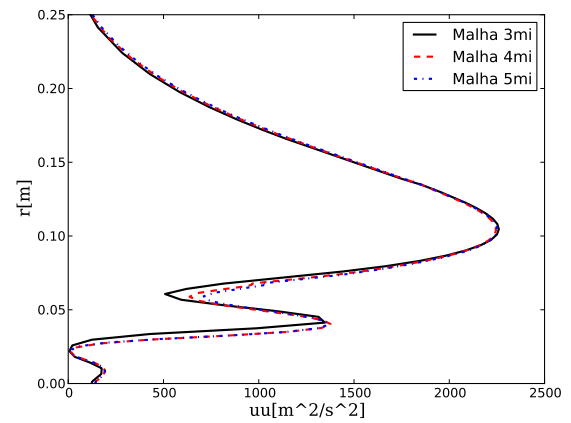
(c) 494mm



(d) 694mm



(e) 1094mm



(f)

Figura 5.4 – Perfis radiais da componente $u'u'$ do tensor de Reynolds para as simulações com diferentes malhas. Linhas de extração nas posições (a) 121mm ($0,44D_S$), (b) 394mm ($1,43D_S$), (c) 494mm ($1,8D_S$), (d) 694mm ($2,52D_S$), (e) 894mm ($3,2D_S$) e (f) 1094mm ($4D_S$).

5.2 Validação

A geometria do bocal *Short-Cowl* direciona o escoamento, convergindo as correntes na direção radial para o centro do jato. O corpo central contribui para esta convergência criando uma região de baixa pressão e um déficit na linha de centro, como pode ser visto na Fig. 5.5(a). Estas características aumentam a complexidade do escoamento. Assim, é razoável esperar diferenças consideráveis entre os dados numéricos e experimentais como será apresentado nas próximas figuras.

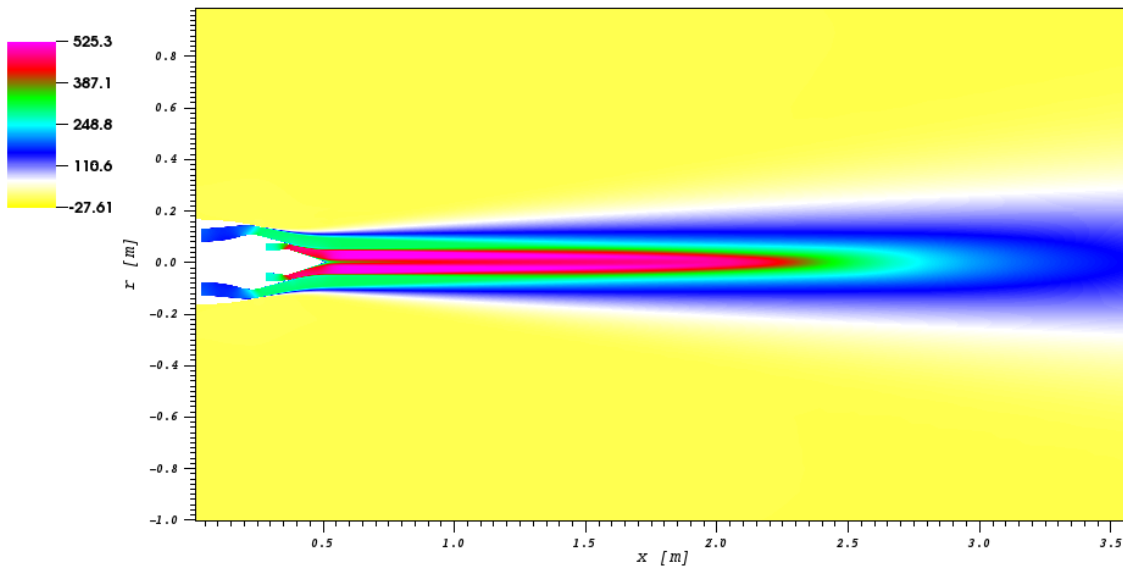


Figura 5.5 – Corte do campo de velocidade u no plano xy da simulação com o bocal *Short-Cowl*.

Os perfis extraídos dos campos de velocidade e energia cinética turbulenta são apresentadas nas figuras 5.6, 5.7 e 5.8 em comparação com dados experimentais. Na Figura 5.6(a) pode-se observar o comportamento da velocidade na linha de centro. Como visto anteriormente, o comprimento do núcleo potencial é a região onde a velocidade permanece constante (ou neste caso crescente devido ao fenômeno da *vena contracta*) antes de decair a 95% da velocidade nominal V_P . O núcleo potencial primário é extinto em torno de $x/D_S = 4,5$, segundo os dados experimentais, enquanto que a simulação aponta para um valor acima de $x/D_S = 5,0$. Cabe ressaltar que a quantidade de dados experimentais disponíveis na direção longitudinal não é suficiente para estabelecer uma estimativa de erro e desvio padrão dos dados.

A Figura 5.6(b) apresenta o comportamento do núcleo potencial secundário, que segundo a predição da simulação numérica se extingue em torno de $x/D_S = 2,5$. Nesta posição, o perfil da componente $u'u'$ passa de níveis muito baixos (característicos de um escoamento laminar) para níveis sensivelmente maiores, configurando uma atividade turbulenta mais efetiva. Os dados experimentais não parecem afirmar com precisão a posição x/D_S em que esse fenômeno acontece pelas mesmas razões expostas no parágrafo anterior. A linha de bordo externa apresenta valores mais baixos de velocidade que os dados experimentais, indicando uma deficiência na predição do processo de mistura (Fig. 5.6(c)).

A análise das Figuras 5.6(b), 5.6(d) e 5.6(f) leva a uma constatação óbvia: os picos de $u'u'$, e por extensão, de energia cinética turbulenta, são subpreditos em até 20% dos valores experimentais. Isto se deve ao desconhecimento dos valores de energia cinética nas condições de contorno para as correntes, além disso, credita-se esse erro, em partes, às características do modelo de turbulência. Percebe-se ainda um erro, para a jusante, na posição do pico dos perfis de $u'u'$, que é mais expressivo para as linhas axiais mais externas. Como encontrado na literatura, valores super estimados de energia cinética turbulenta acarreta valores subestimados do núcleo potencial (FAYARD et al., 2008), e a recíproca é encontrada nos resultados desta simulação, como percebe-se comparando as figuras 5.6(a) e 5.6(b), ou seja, foram encontrados níveis subestimados de energia cinética turbulenta e um consequente núcleo potencial mais estendido que os dados experimentais.

As velocidades do campo experimental na seção de exaustão não chegam a atingir o valor nominal ($V_P = 480,0 \text{ m/s}$ e $V_S = 307,0 \text{ m/s}$), como pode ser observado na Figura 5.7 (a). Assim, é natural que se encontre valores maiores de velocidade em todos os campos numéricos, como mostrado na Figura 5.7, principalmente em posições próximas à linha de centro. Analisando-se a Figura 5.7(c) pode-se constatar que as correntes primária e secundária se fundem na posição axial aproximada de $x \approx 700\text{mm}$, ou acima de $x = 2,5D_S$, no experimento, porém, o fenômeno parece ocorrer mais a montante. Os dados experimentais estabelecem, antecipadamente, também a região de jato completamente desenvolvido, quando comparados com os dados numéricos. O perfil experimental típico de jato desenvolvido é encontrado já na Fig. 5.7(d), enquanto que um perfil numérico similar só é encontrado na Fig. 5.7(f). O que indica que a simulação numérica

prevê a formação de todas as estruturas fluidodinâmicas para a jusante em comparação com os dados experimentais..

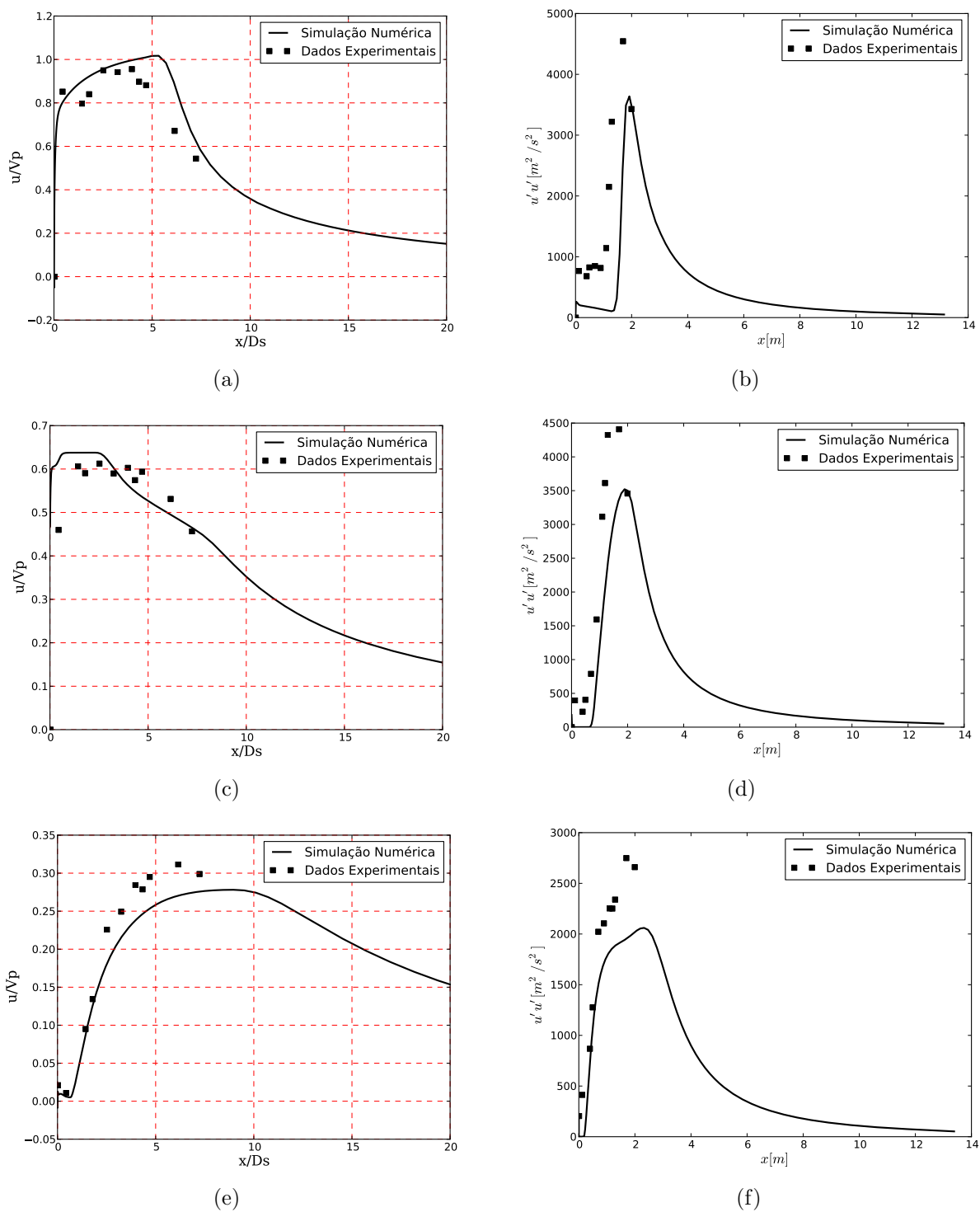


Figura 5.6 – Linhas axiais de extração distribuídas ao longo da linha de centro, perfil u (a) e perfil $u'u'$ (b), da linha de bordo interna, perfil u (c) e perfil $u'u'$ (d) e da linha de bordo externa, perfil u (e) e perfil $u'u'$ (f).

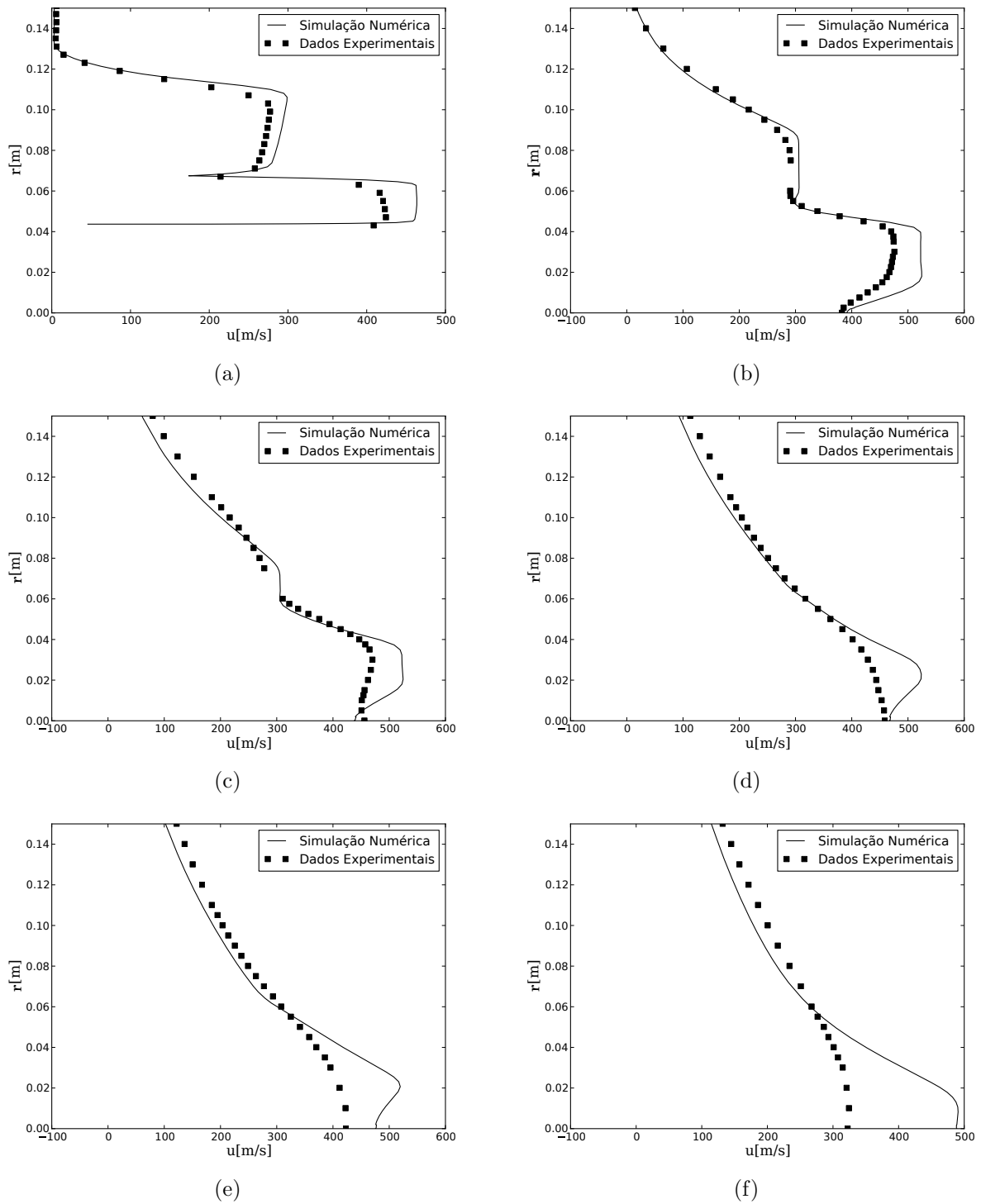


Figura 5.7 – Perfis radiais da velocidade absoluta u em comparação com dados experimentais. Linhas de extração nas posições (a) $121mm$ ($0, 44D_S$), (b) $394mm$ ($1, 43D_S$), (c) $694mm$ ($2, 52D_S$), (d) $1094mm$ ($4D_S$), (e) $1294mm$ ($4, 7D_S$) e (f) $1694mm$ ($6, 15D_S$).

A análise do campo de energia cinética turbulenta é bastante importante uma vez que essa grandeza é fundamental no cálculo do campo sintetizado. A Figura 5.8 apresenta uma série de perfis radiais extraídos do campo $u'u'$ a distâncias x idênticas às da Fig. 5.7. Os perfis

apresentados na Figura 5.8(a) indicam que na região adjacente á exaustão do bocal, a energia cinética turbulenta (componente $u'u'$) é bem representada, inclusive na região de cisalhamento máximo (picos). O nível de turbulência proveniente do cisalhamento da camada limite sobre a parede do bocal primário é sub-predito e o mesmo ocorre na linha de centro, na região da esteira do corpo central do bocal. Observando-se a sequência da Figura 5.8, é possível notar que até o perfil extraído em $x = 694mm$ ($2,5D_S$), a atividade turbulenta da camada cisalhante secundária se sobressai frente às outras posições radiais. A partir do perfil em $x = 1094mm$ ($4D_S$) observa-se um único pico de energia cinética turbulenta (componente $u'u'$), mais próximo do eixo do jato, demarcando o surgimento de uma camada cisalhante única. Os perfis apresentados nas Figuras 5.8(d) e 5.8(e) falham em predizer os níveis de turbulência no volume de fluido contido na camada cisalhante entre a corrente primária e secundária. É importante ressaltar, no perfil da Figura 5.8(a), a presença de valores residuais de turbulência entre os picos, região cuja atividade turbulenta é idealmente nula. Estes valores não nulos de energia cinética turbulenta indicam que nas condições de contorno, onde se impôs quantidades turbulentas nulas, seria interessante prever valores de contorno iguais aos do experimento. A não inclusão destes dados como condição de contorno do jato, naturalmente acarreta em equívocos no cálculo das estruturas e níveis de turbulência. Esta informação é especialmente importante para iniciar o processo de transição à turbulência, e portanto, é responsável pela extinção prematura do núcleo potencial.

Comparando-se os perfis numéricos de $u'u'$ adjacente ao eixo horizontal das Figuras 5.8(b), 5.8(c) e 5.8(d), percebe-se um amortecimento do pico local na linha de centro. Acredita-se que este efeito seja devido ao modelo de turbulência, que parece não ser adequado a regiões com baixos valores de cisalhamento. Esta é razão pela qual os níveis de turbulência são subpreditos na região central do jato, como se observa em todos os perfis da Fig. 5.8.

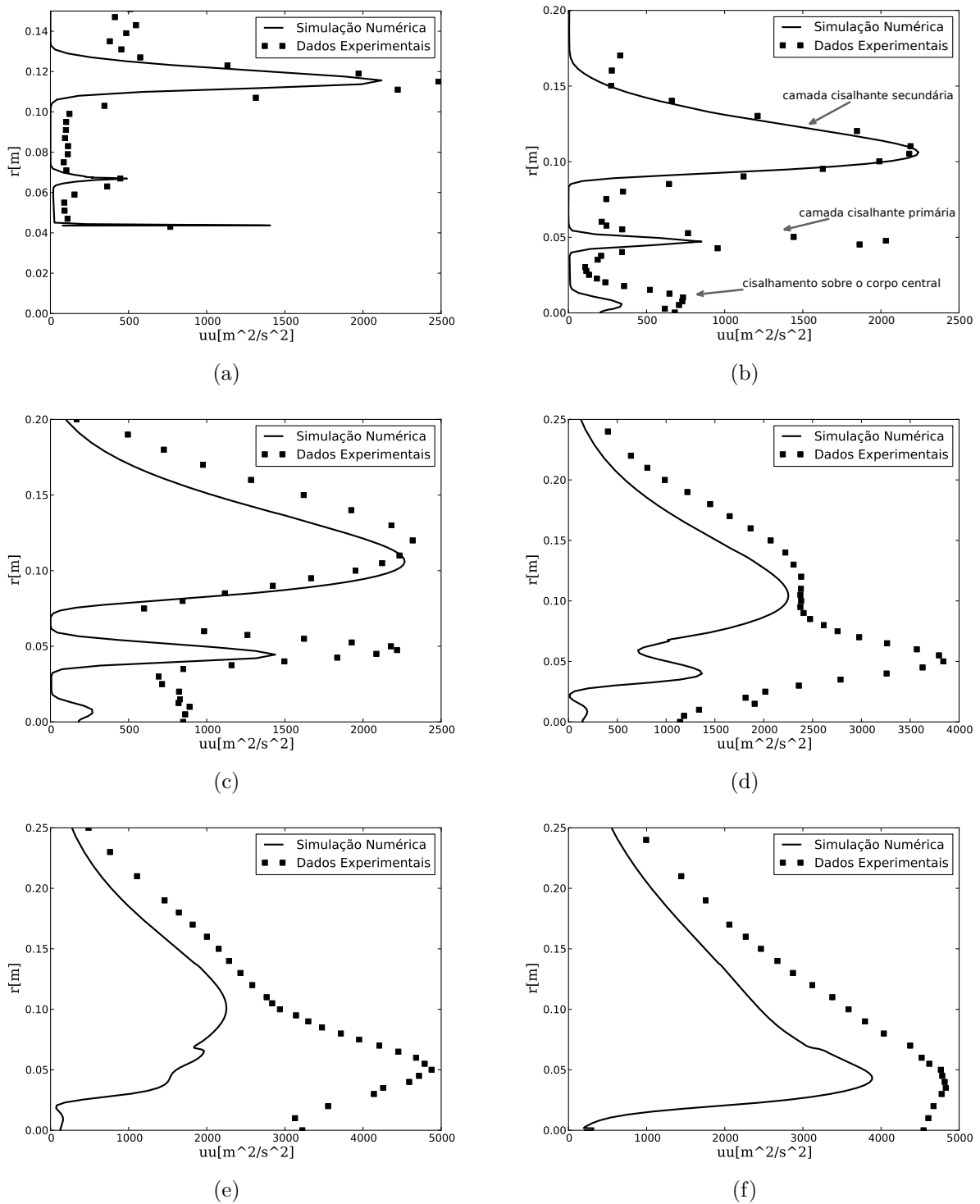


Figura 5.8 – Perfis radiais da componente $u'u'$ do tensor $u_i u_j$ em comparação com dados experimentais. Linhas de extração nas posições (a) 121mm ($0,44D_S$), (b) 394mm ($1,43D_S$), (c) 694mm ($2,52D_S$), (d) 1094mm ($4D_S$), (e) 1294mm ($4,7D_S$) e (f) 1694mm ($6,15D_S$).

Como já discutido anteriormente, estruturas previstas pela simulação numérica se desenvolvem à jusante em relação aos dados experimentais. Por exemplo, o comprimento do núcleo potencial, numericamente predito aproximadamente $1,5D_S$ maior que o experimental. A fim

de se enfatizar este fato, adota-se este valor $L_x = 1,5D_S$ como um parâmetro de comparação entre os dados numéricos e experimentais. Propõe-se a hipótese de que a formação de todas as estruturas se dá com deslocamento de L_x para a jusante. É feita uma comparação dos perfis experimentais com os perfis numéricos correspondentes, deslocados de L_x : Figura 5.9. Nota-se, nesta figura, que os perfis são mais bem correlacionados evidenciando a pertinência da hipótese proposta nesta análise.

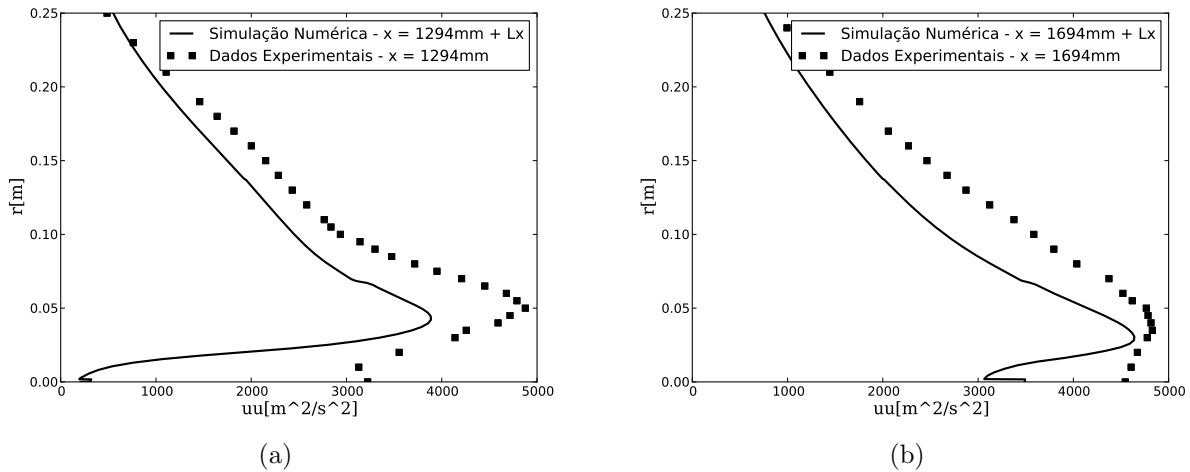


Figura 5.9 – Comparação entre os perfis $u'u'$ deslocados de $L_x = 1,5D_S$ e os dados experimentais próximos do fim do núcleo potencial. Perfis experimentais extraídos em (a) $x = 1294mm$, (b) $x = 1694mm$.

Assim, pode-se relacionar a posição de formação de todas as estruturas do escoamento com o núcleo potencial, cuja predição está relacionada aos níveis de energia cinética turbulenta. Pode-se afirmar, portanto, que grande parte da diferença entre os perfis numéricos e experimentais (Figuras 5.7 e 5.8) é devida a aos valores de energia cinética subestimados.

5.3 Resultados para o Bocal Coplanar

Nesta seção, são discutidos os resultados fluidodinâmicos da matriz de simulações para o bocal coplanar, cuja geometria foi obtida do projeto JEAN EU. Apenas dados experimentais do campo acústico estão disponíveis para comparações com os resultados deste trabalho. Deste modo, apenas dados numéricos serão analisados quanto às quantidades fluidodinâmicas. Na próxima seção, serão apresentados os dados acústicos comparados aos dados experimentais, juntamente com uma análise dos espectros de ruído. As informações detalhadas de todos os pa-

râmetros utilizados nas simulações apresentadas a seguir estão dispostas nas tabelas no Apêndice, item B.

A mesma densidade de malha escolhida na seção de validação foi utilizada para construir a malha para os bocais coplanares apresentados nesta seção. É importante notar que esta decisão é bastante conservadora, uma vez que a simulação de validação possui número de Reynolds com uma ordem de grandeza maior que as simulações desta seção. Além disso, a complexidade gerada pela geometria do bocal *Short-Cowl* exige uma quantidade maior de malha, em comparação com o que demanda o bocal coplanar. Além de os bocais primário e secundário serem coincidentes, ambos possuem uma terminação paralela ao eixo da geometria, o que suaviza a exaustão das correntes. As simulações foram realizadas com 8 processadores e terminaram em aproximadamente 36 h para as malhas com 2,9 milhões de elementos (domínio menor para $RA = 0,87$ e $RA = 2,0$), e aproximadamente 60 h para a malha com 4,07 milhões de elementos (para o domínio de $RA = 4,0$). O refinamento da malha próximo às paredes do bocal coplanar (projeto JEAN) foi baseado no maior número de Reynolds (Eq. 5.1) da matriz de simulações.

$$Re = \frac{\rho_0 V_P D_S}{\mu} \quad (5.1)$$

Utilizando a função de parede descrita na seção A.3 e o valor de número de Reynolds $\approx 9.10^5$, determina-se a dimensão mínima dos volumes adjacentes à parede aproximadamente $1,1.10^{-4}m$ para todas as simulações. O domínio de simulação é uma função do diâmetro do bocal secundário D_S , sendo, portanto, idêntico para as simulações dos bocais de razões de área $RA = 0,87$ e $RA = 2,0$, cujo diâmetro secundário é $58,2mm$. Já para o bocal de razão de área $RA = 4,0$, com diâmetro secundário $D_S = 75mm$, é necessário um domínio maior.

A geometria do domínio tem uma leve influência na energia cinética turbulenta como pode ser visto na Figura 5.10, onde se observa arestas nas isosuperfícies de energia cinética turbulenta na direção das arestas longitudinais do domínio. Pode-se constatar que o formato do domínio está naturalmente ligado à solução, e acredita-se que um domínio no formato de revolução (cilíndrico, cônico ou em formato de garrafa) seja mais adequado, como emprega Silva, Almeida e Meneghini (2009). Nenhuma influência do formato do domínio é encontrada para o

campo de velocidades.

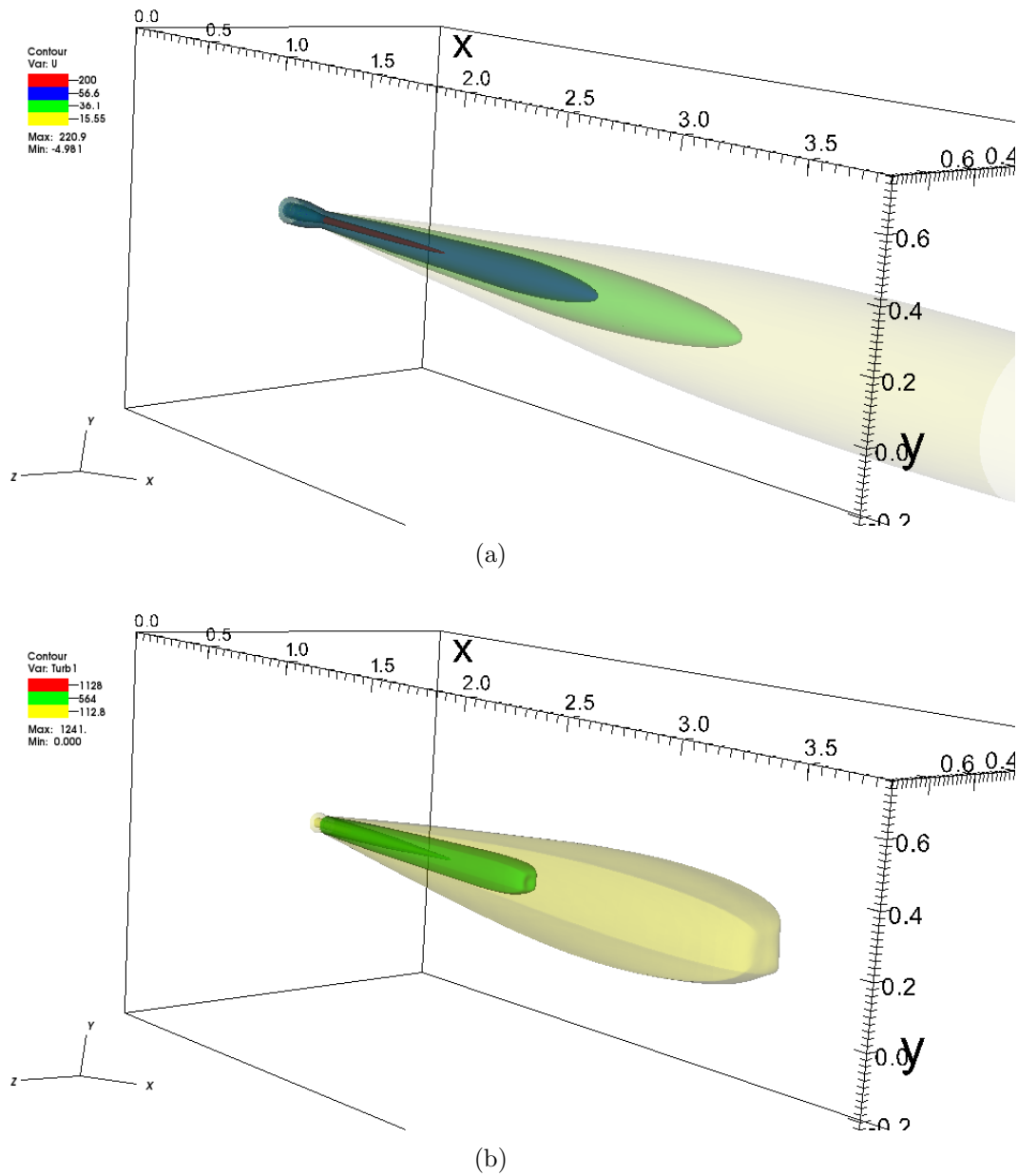


Figura 5.10 – Iso-superfícies de velocidade (a) e da energia cinética turbulenta k (b) para a simulação RA4RV079.

Nas figuras 5.11 são apresentados os perfis radiais de velocidade u para razão de área $RA = 0,87$, com diferentes razões de velocidade ($RV = 0,63; 0,79$ e $1,0$). Observando-se a sequência dos perfis da Figura 5.11, nota-se que o núcleo potencial se extingue em uma posição $x \approx 10D_S$ (posição em que a velocidade na linha de centro tem até 95% da velocidade primária), e ainda, que a razão de velocidade $RV = 0,79$ tende a alongar levemente o comprimento do núcleo potencial, quando se compara ao efeito provocado pelas razões de velocidade $RV = 0,63$

e $RV = 1,0$ de maneira que a relação entre a razão de velocidades e o comprimento do núcleo potencial não é linear. Ainda assim, porém, a influência da razão de velocidade RV sobre o comprimento do núcleo potencial e mesmo sobre a taxa de decaimento de velocidade é quase desprezível, como mostra a Fig. 5.12. Nos perfis radiais que apresentam a intensidade turbulenta (Fig. 5.13), até a distância $x = 3D_S$, o pico de intensidade turbulenta é menor quanto menor for a razão de velocidade. Mais a jusante, o perfil para $RV = 0,79$ se destaca com níveis de intensidade turbulenta mais baixo na região central, o que concorda com núcleo potencial levemente mais alongado para esta razão de velocidade.

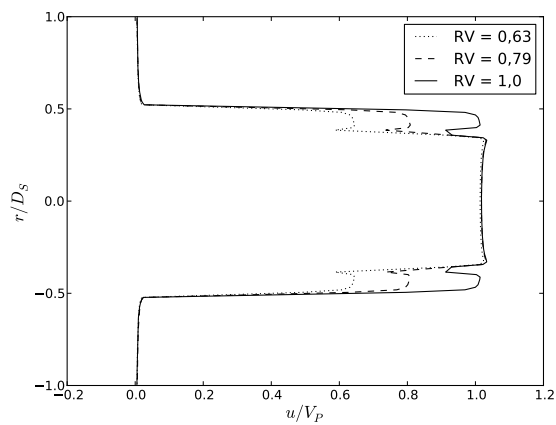
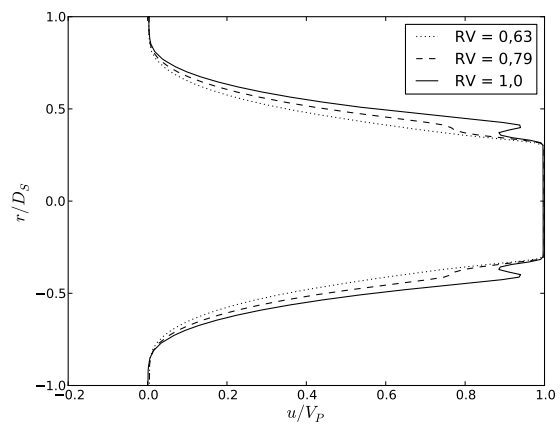
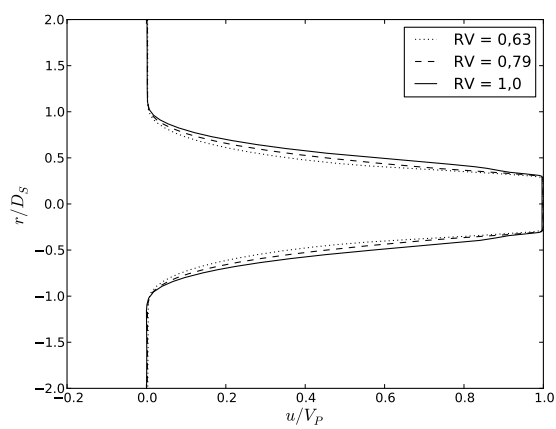
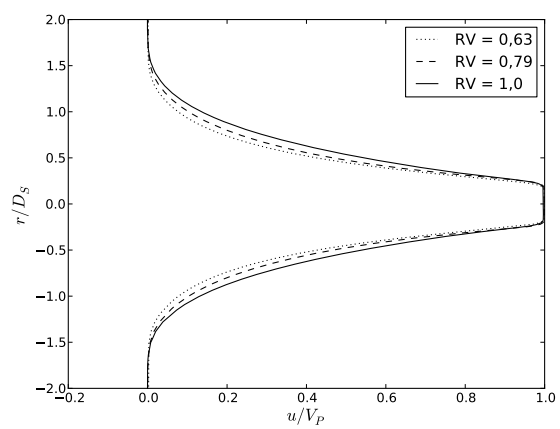
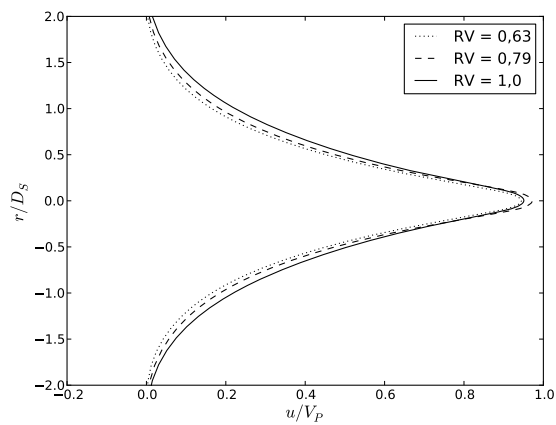
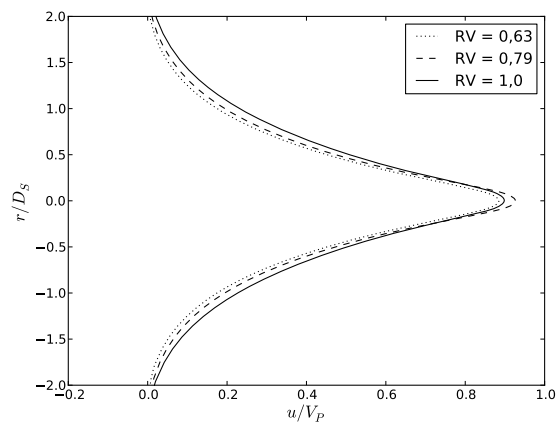
(a) $x = 0$ (b) $x = 2D_S$ (c) $x = 3D_S$ (d) $x = 6D_S$ (e) $x = 9,5D_S$ (f) $x = 10D_S$

Figura 5.11 – Perfis radiais de velocidade u para a simulações com o bocal de razão de área $RA = 0,87$. Linhas de extração nas posições (a) plano de exaustão, (b) $2D_S$, (c) $3D_S$, (d) $6D_S$, (e) $9,5D_S$ e (f) $10D_S$.

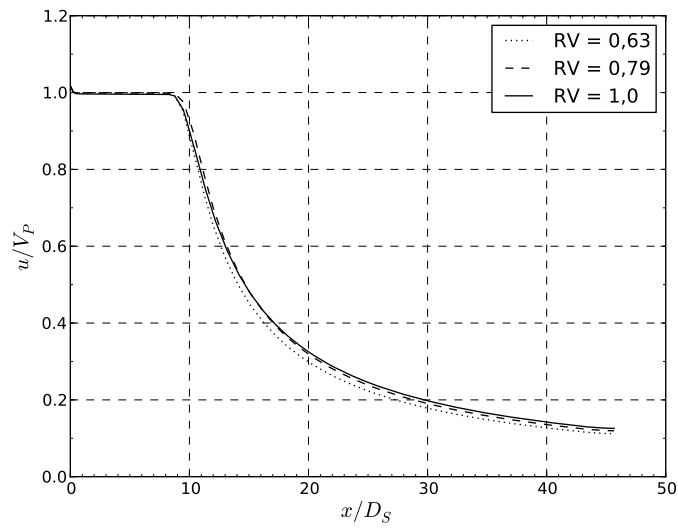


Figura 5.12 – Perfil axial de velocidade u/V_P na linha de centro para as três razões de velocidade: $RV = 0,63$; $0,79$ e $1,0$.

A Figura 5.13 apresenta os perfis radiais de intensidade turbulenta², I_μ (Eq. 5.2) para a razão de área $RA = 0,87$.

$$I_\mu = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{V_P} \quad (5.2)$$

Observa-se que à medida que a velocidade secundária é incrementada em relação à velocidade primária (valores de RV maiores), a camada cisalhante primária apresenta valores mais baixos de intensidade turbulenta, enquanto que a camada cisalhante secundária possui valores mais altos de intensidade turbulenta como mostra a Fig. 5.13(b). Desta forma, deve haver uma razão de velocidades que equilibre os dois picos em um cisalhamento integral mínimo em nível de intensidade turbulenta. É possível fazer um pequeno exercício no sentido de extrapolar os dados e apontar um valor de razão de velocidade que resultaria neste cenário de menores níveis de intensidade turbulenta. Na Figura 5.14 estão apresentadas as curvas que ligam os pontos de intensidade turbulenta para as camadas cisalhantes primária e secundária para cada um dos três valores de razão de velocidade. Estes dados são extraídos do perfil apresentado na Figura 5.13(b) (picos praticamente invariáveis ao longo da região inicial), ainda na região do jato inicial.

²Utiliza-se a intensidade turbulenta, que é um valor adimensional, a fim de tornar o dado independente da velocidade, isto porque as razões de velocidade das simulações não seguem um padrão definido de incremento de velocidade como pode ser visto na seção B, i. e., incrementa-se a velocidade secundária ou reduz-se a velocidade primária arbitrariamente para se obter o valor desejado de razão de velocidade.

Extrapolando as curvas por uma regressão linear, determina-se que a interseção se dá para uma razão de velocidade $RV \approx 0,5$. Este seria o valor ótimo para a razão de velocidade que resultaria em um campo com menores valores de intensidade turbulenta na região do jato inicial.

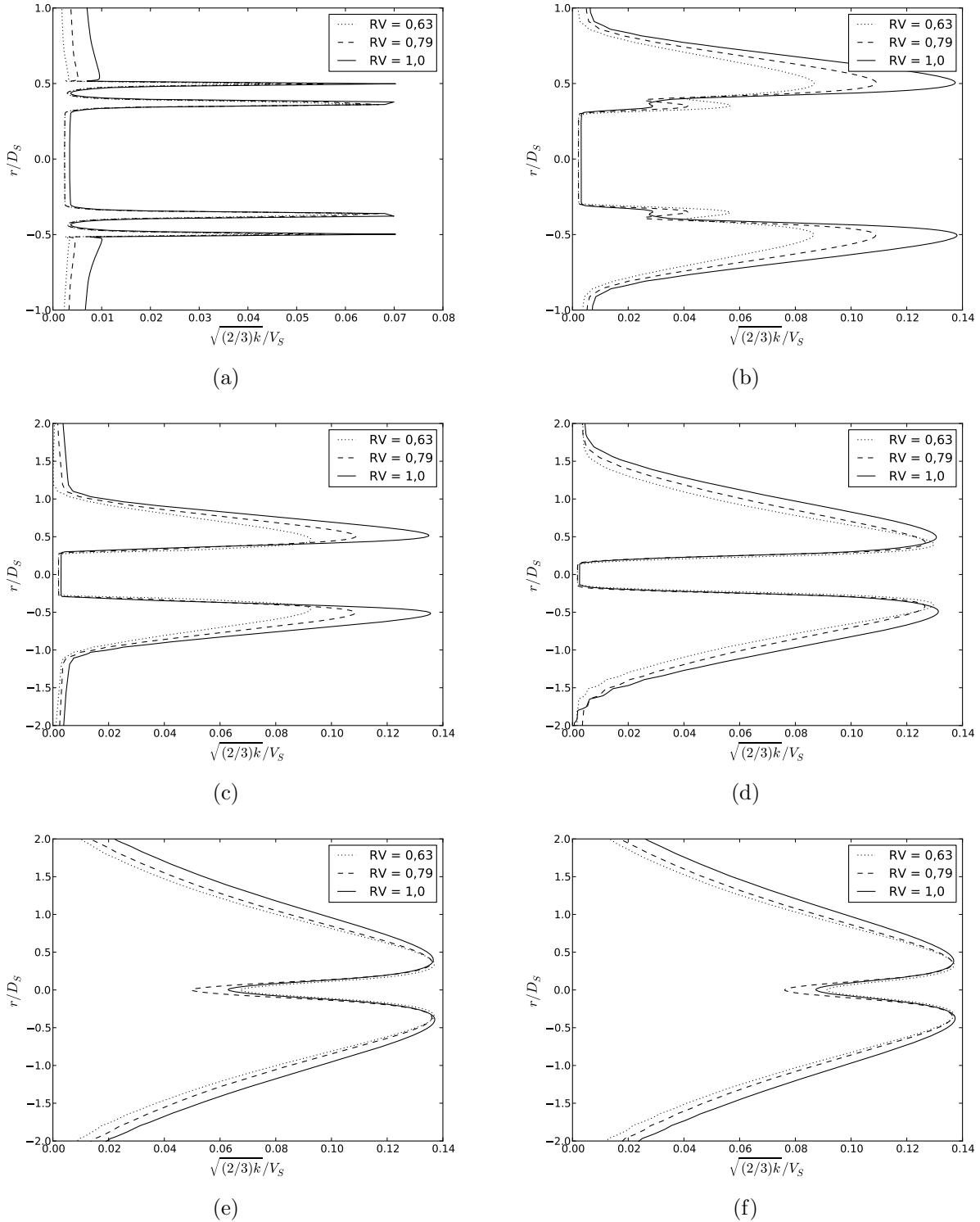


Figura 5.13 – Perfis radiais da intensidade turbulenta para a simulações com o bocal de razão de área $RA = 0,87$. Linhas de extração nas posições (a) plano de exaustão, (b) $2D_S$, (c) $3D_S$, (d) $6D_S$, (e) $9,5D_S$ e (f) $10D_S$.

A Figura 5.13(d) apresenta o perfil de intensidade turbulenta em uma posição após o fim núcleo potencial secundário e antes do fim do núcleo potencial primário. Nesta região de união da camada cisalhante primária com a camada cisalhante secundária, novamente o perfil para razão de velocidade $RV = 0,79$ se destaca com valores de pico mais baixos. Não se observa a mudança brusca no pico de energia cinética turbulenta, como visto anteriormente no campo do bocal *Short-Cowl*, após a extinção do núcleo potencial secundário; ao contrário, o pico de intensidade turbulenta permanece ao longo da linha de bordo externa.

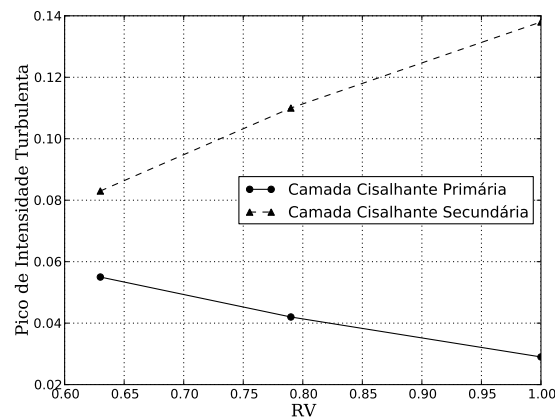


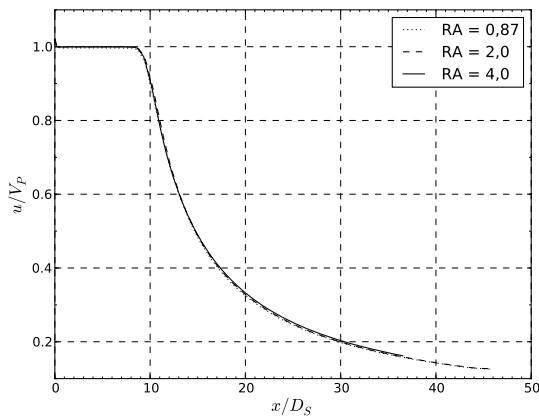
Figura 5.14 – Curva da variação do pico de intensidade turbulenta com RV nas camadas cisalhantes primária (linha cheia) e secundária (linha tracejada).

Para a razão de área $RA = 0,87$, apesar de algumas variações ao longo da linha de centro e camada cisalhante secundária, observadas nas Fig. 5.13(e) e 5.13(f), o pico de intensidade turbulenta não varia de maneira apreciável. Desta forma, não são esperadas grandes variações no espectro de ruído deste conjunto de simulações, a menos do cisalhamento com o ambiente que, para $RV = 1,0$, a intensidade turbulenta é ligeiramente maior.

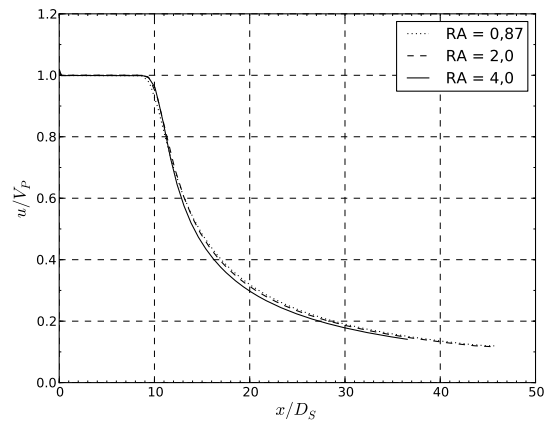
A configuração do campo de velocidades para as razões de área $RA = 2,0$ e $4,0$ é bastante semelhante ao campo para $RA = 0,87$, exceto pela variação do núcleo potencial secundário. A Figura 5.15 apresenta os perfis axiais de velocidade u na linha de centro e ao longo da linha extraída na posição radial $(R_S + R_P)/2$, a fim de se medir o comprimento do núcleo potencial secundário, para $RA = 0,87$; $2,0$ e $4,0$. Pode-se observar que o comprimento do núcleo potencial primário é praticamente invariável com a razão de área, como indica as Fig. 5.15(a) para $RV = 1,0$ e 5.15(b) para $RV = 0,79$. Através das Figuras 5.15 pode-se constatar que o comprimento do núcleo potencial secundário é alongado com o valor de RA , e é praticamente

invariável com a razão de velocidade para a faixa utilizada na simulação ($RV = 0,63$ a $1,0$) como apontado por Sadr e Klewicki (2003) para $RV < 1,0$.

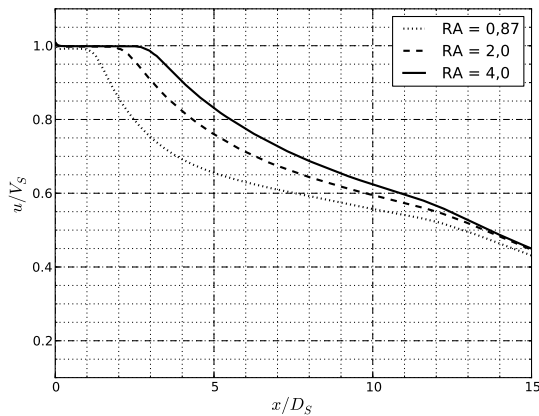
Os resultados do autor Sadr e Klewicki (2003) permitem concluir que a uma razão de velocidade $RV = 0,8$ e $RA = 5,2$, o núcleo potencial secundário se extingue antes de $2D_S$, fenômeno apenas observado em $3,5D_S$ para razão de área $RA = 4,0$ e $RV = 0,79$ (valores mais próximos), o que aponta, novamente uma formação deslocada das estruturas fluidodinâmicas para o campo calculado com esta metodologia. Para as demais razões de área, o comprimento do núcleo potencial secundário é de $1,5D_S$ e $2,5D_S$ para $RA = 0,87$ e $RA = 2,0$, respectivamente. A previsão do comprimento do núcleo potencial secundário é particularmente importante porque esta estrutura funciona como uma barreira que atenua a emissão das fontes que envolve, como discutido na seção 2.3.



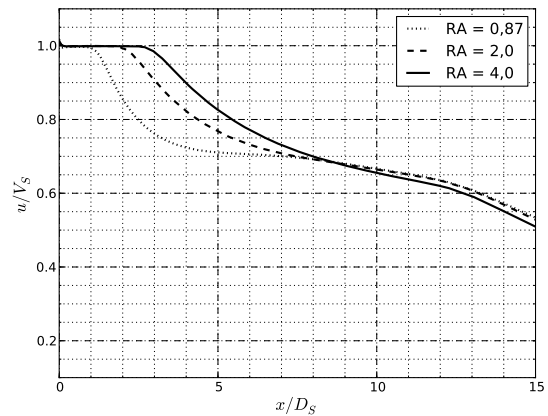
(a) $RV = 1,0$ - linha de centro



(b) $RV = 0,79$ - linha de centro



(c) $RV = 1,0$ - $r/D = (R_P + R_S)/2$



(d) $RV = 0,79$ - $r/D = (R_P + R_S)/2$

Figura 5.15 – Perfis axiais de velocidade na linha de centro, para $RV = 1,0$ (a) e $RV = 0,79$ (b); e na posição radial, intermediária ao raio do bocal externo e o raio do bocal interno, com razões de velocidade $RV = 0,79$ (c) e $RV = 1,0$ (d).

A Figura 5.16 equipara os perfis radiais de intensidade turbulenta para as razões de área $RA = 2,0$ e $4,0$. Novamente, é possível perceber que o núcleo potencial secundário é mais longo, pois os dois picos de intensidade turbulenta, na posição $x/D_S = 4,0$, já se uniram para $RA = 2,0$, Fig. 5.16(a), mas permanecem distintos para $RA = 4,0$, Fig. 5.16(b). Na Figura 5.16, observa-se que o pico de intensidade turbulenta é mais alto para maiores valores de RV . Isto é ainda mais expressivo para as razões de área maiores. Assim, apontam-se dois fenômenos em virtude do aumento da razão de área que pressupõem a redução de ruído: o aumento do núcleo potencial secundário e o aumento na taxa de redução de intensidade turbulenta com a redução de RV .

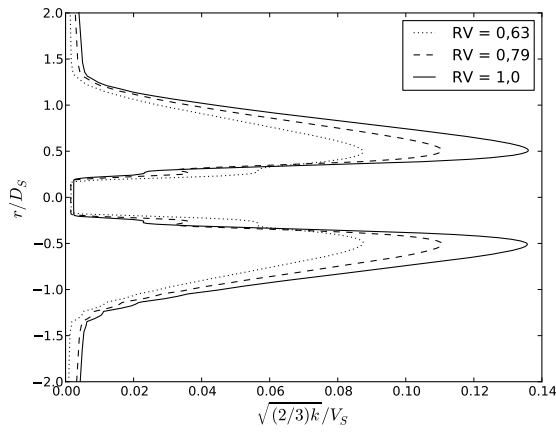
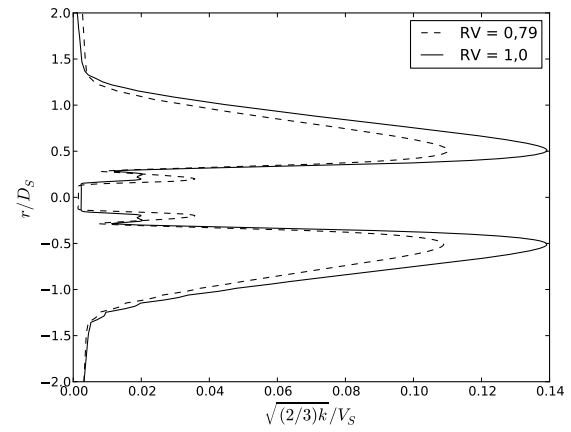
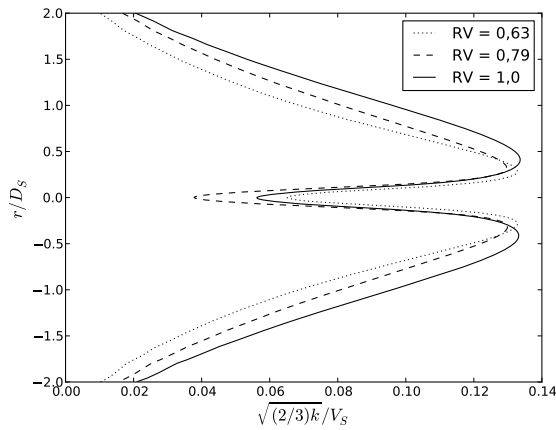
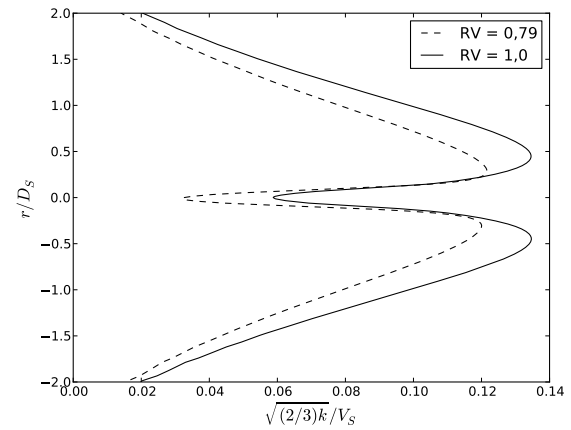
(a) $RA = 2,0$, $x = 4D_S$ (b) $RA = 4,0$, $x = 4D_S$ (c) $RA = 2,0$, $x = 9,5D_S$ (d) $RA = 4,0$, $x = 9,5D_S$

Figura 5.16 – Perfis radiais de intensidade turbulenta $\sqrt{(2/3)k}/V_P$ para as simulações com o bocal de razão de área $RA = 2,0$ (a e c) e $RA = 4,0$ (b e d). Linhas de extração nas posições (a) $4D_S$ para $RA = 2,0$ e (b) $4D_S$ para $RA = 4,0$, (c) $9,5D_S$ para $RA = 2,0$ e (d) $9,5D_S$ para $RA = 4,0$.

Um fenômeno muito interessante é observado quando se compara as Fig. 5.17 e 5.18.

É possível observar que para a razão de velocidade $RV = 1,0$, pouca variação da intensidade turbulenta é observada em quaisquer posições do campo. Enquanto isso, para $RV = 0,79$, observa-se um redução nos picos de intensidade turbulenta para as maiores razões de área; o mesmo se observa para $RV = 0,63$. Assim, a redução da intensidade turbulenta é efetiva somente para razões de velocidade abaixo da unidade.

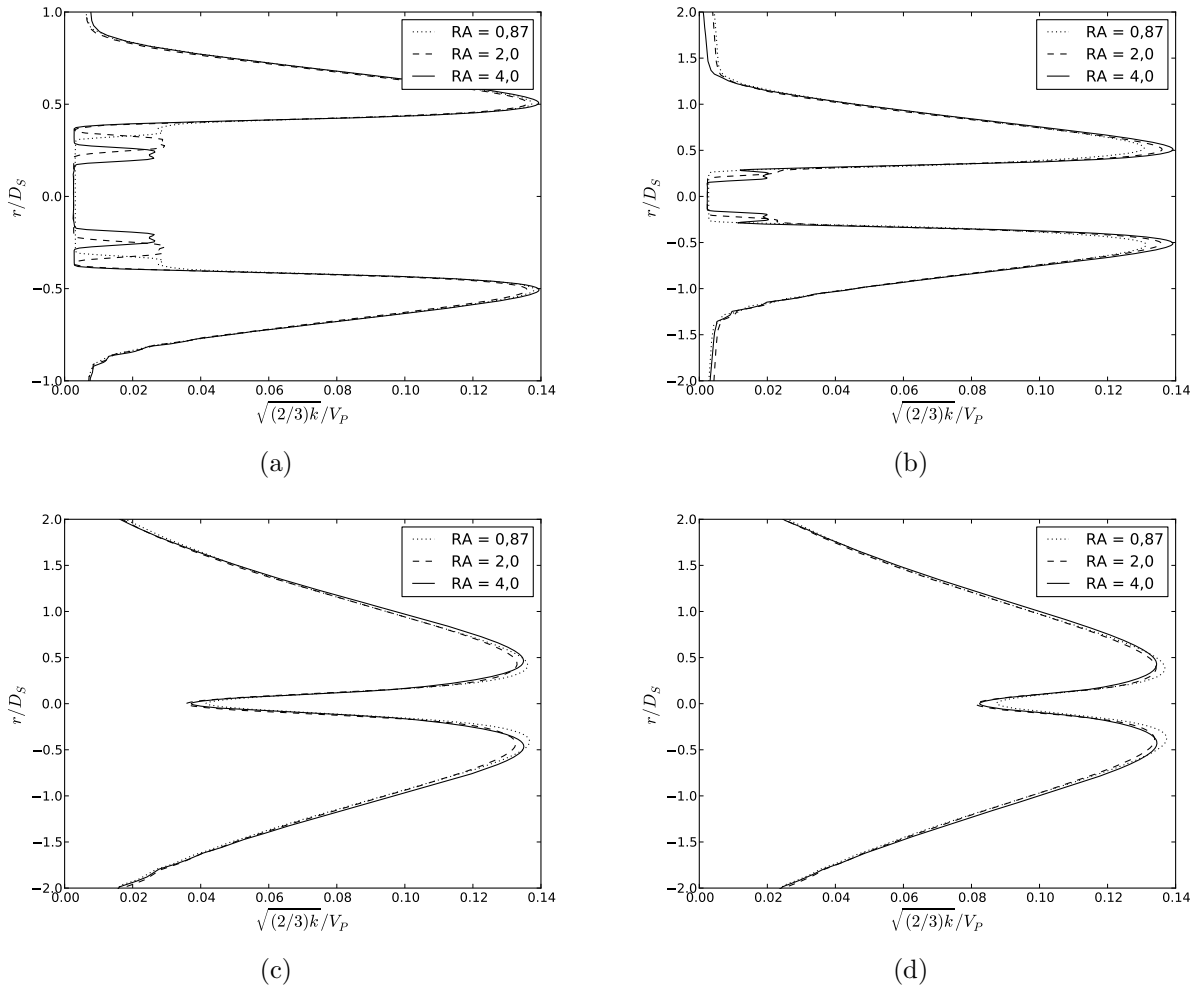


Figura 5.17 – Perfis radiais de intensidade turbulenta para a simulações com o bocal de razão de área $RV = 1,0$. Linhas de extração nas posições (a) $2D_S$, (b) $4D_S$, (c) $9D_S$, (d) $10D_S$.

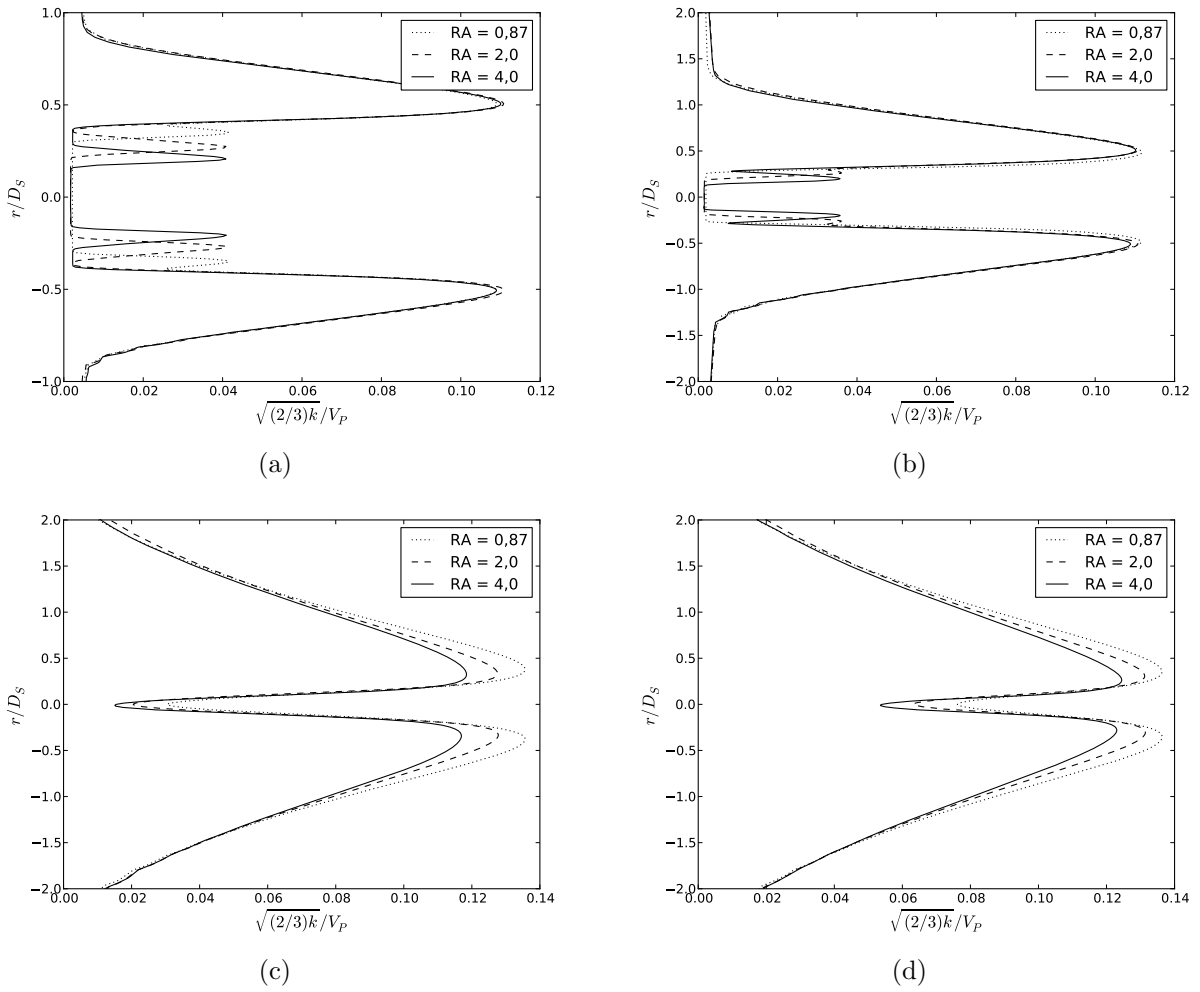


Figura 5.18 – Perfis radiais de intensidade turbulenta para a simulações com o bocal de razão de área $RV = 0,79$. Linhas de extração nas posições (a) $2D_S$, (b) $4D_S$, (c) $9D_S$, (d) $10D_S$.

Como descrito no Capítulo 4, uma vez que a intensidade acústica é proporcional ao tensor de flutuações $u'_i u'_j$, espera-se que os parâmetros associados com a redução de intensidade turbulenta estejam, da mesma maneira associados com a redução de ruído. Nisto consistem as discussões desenvolvidas na próxima seção.

5.4 Resultados Acústicos para os Bocais Coplanares

Após o cálculo do campo fluidodinâmico, com as variáveis médias de velocidade e quantidades turbulentas k e ϵ , é possível empregar a técnica de sintetização apresentada na seção 4.1.2 para se obter o campo flutuante, e assim, obter o valor acústico associado ao campo de cada uma das simulações realizadas. Nesta seção, são apresentados os espectros de ruído para os casos

apresentados na seção anterior. São arbitrados os valores de passo de tempo $\Delta t = 5,0 \cdot 10^{-5}$, um tempo de amostragem de $t_a = 1,5s$, totalizando 30000 passos de tempo, com um número de modos de Fourier inicialmente atribuído: $N = 100$. Alguns parâmetros associados à metodologia foram testados a fim de se apontar os mais adequados para se realizar as simulações.

5.4.1 Resultados Preliminares

Primeiramente, foi feita uma análise da variação no número de modos de Fourier N (ver equação 4.10). Previamente, compreende-se que quanto maior for o número de modos de Fourier melhor representado é o sinal sintetizado. Porém, ressalta-se que a partir de um dado valor de N , a contribuição para o valor calculado é de ordem cada vez menor. Comparou-se o valor de N inicialmente atribuído ($N = 100$) aos valores de 500, 300 e 200. Para o valor de $N = 500$, o tempo físico necessário para o cálculo do tempo de amostragem seria excessivo, uma vez que o tempo para o cálculo de um passo de tempo foi de aproximadamente 2,31 minutos. Desta forma, esta proposta foi descartada e apenas os outros valores de N foram utilizados para comparação. A Figura 5.19 apresenta o ruído em nível de pressão sonora pela frequência em espectro de banda estreita para os diferentes valores de N ensaiados. O tempo aproximado para o cálculo de um passo de tempo foi de 1,38, 0,93 e 0,48 minutos para $N = 300$, 200 e 100 respectivamente.

Pode-se considerar que os sinais são muito semelhantes em média, e, portanto, escolhe-se, visando menor custo computacional, o valor $N = 100$. Nota-se uma queda no sinal sonoro quando a frequência se aproxima de 10000 Hz . Esta é a frequência de corte determinada pelo refinamento máximo da malha. Outra análise realizada foi referente ao refinamento de malha. Como foi discutido no Capítulo 4, é necessário um refinamento mínimo para que seja possível calcular espacialmente a flutuação que dará origem às frequências acústicas mais altas. Assim, procedeu-se um refinamento, de maneira a manter a malha aproximadamente uniforme (na direção x , que é a direção que mais apresenta estiramento de malha), com dimensões apropriadas para se capturar a frequência máxima de 10000 Hz até $x \approx 10D_S$. O resultado desta simulação foi comparado com o ruído calculado para a malha com estiramento original e refinamento previsto apenas para as proximidades do bocal. A diferença entre as malhas pode ser percebida na Fig.

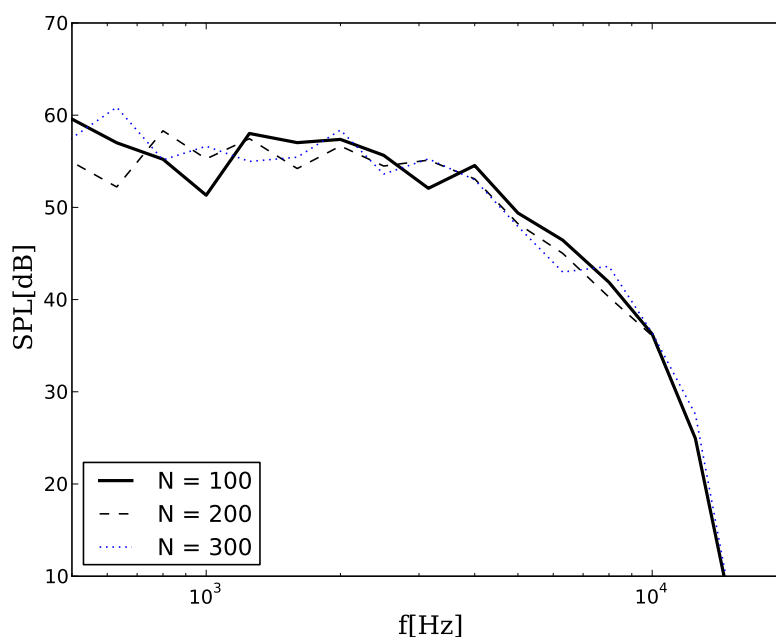
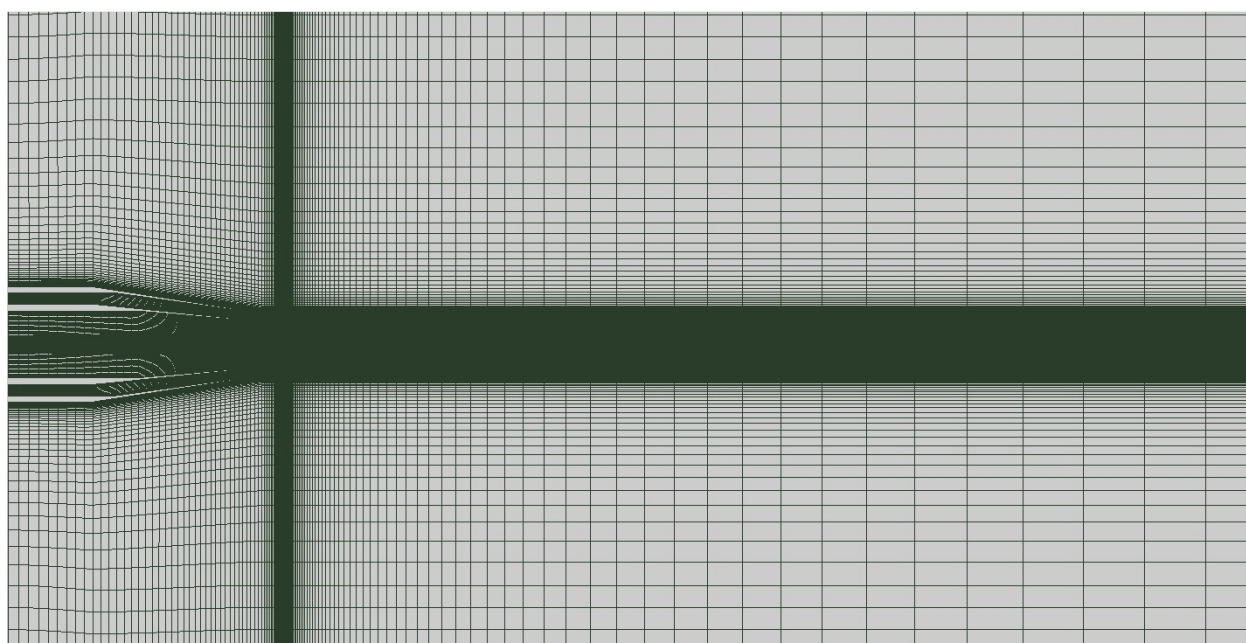


Figura 5.19 – Sinal do nível de pressão sonora em escala de banda estreita para o cálculo com $N = 100; 200$ e 300 .

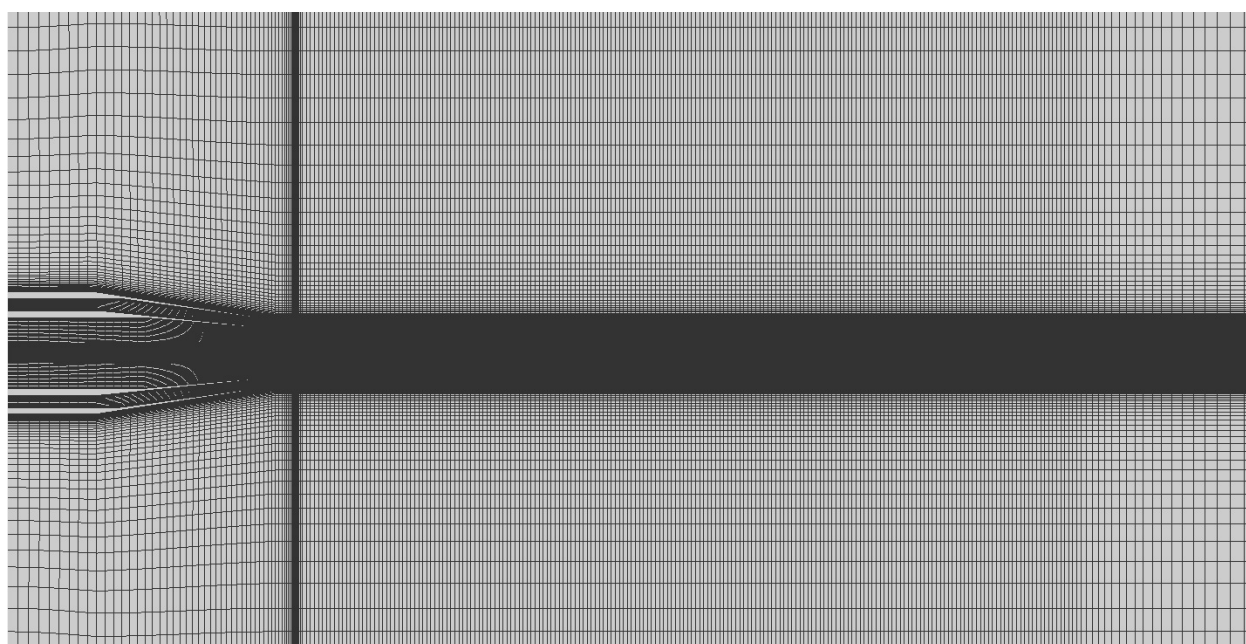
5.20.

A Figura 5.21 mostra o ruído proveniente da simulação RA087RV063, para um observador a 90° no campo afastado, a uma distância de $12,85\text{ m}$ ($220,8D_S$). O resultado para malha mais refinada deve aproximar-se dos dados experimentais a baixa frequência, e, mais ainda para a alta frequência. Observa-se uma variação na baixa frequência, no sentido de incrementar o sinal e torná-lo mais suave. Porém a malha original, com estiramento dos volumes, fornece um resultado mais próximo dos resultados experimentais que a malha refinada. Uma explicação para isso seria que, como observado no Capítulo 2, o ruído associado às altas frequências é gerado principalmente na região do jato inicial. Assim, é necessário, para assegurar uma boa qualidade no cálculo das altas frequências, um refinamento adequado principalmente nos primeiros diâmetros a jusante da exaustão do jato. A malha uniforme, como pode ser visto na Figura 5.21, não garante o refinamento inicial proporcionado pela malha original, assim, as informações de alta frequência são perdidas nessa região para a malha “uniforme”. Ainda assim, seria esperada uma perda restrita apenas à região próxima à frequência de corte. De qualquer forma, assume-se que a malha original é mais adequada, e que o processo de refinamento não foi realizado de maneira adequada. Este refinamento deveria garantir o tamanho mínimo dos volumes por toda a extensão prevista. Para isto, seria necessária a inclusão de uma grande quantidade de elementos,

inviabilizando o procedimento frente aos resultados alcançados pela malha original.



(a)



(b)

Figura 5.20 – Aspecto da malha original e da malha após o refinamento nas regiões do jato inicial e região de mistura.

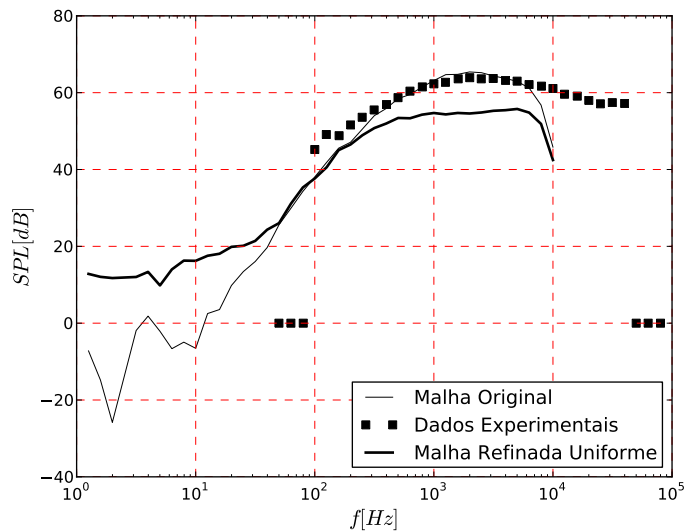


Figura 5.21 – Comparação entre o ruído da simulação RA087RV063 calculado com a malha original e a malha refinada na região do jato inicial.

Também foi questionado o tempo de amostragem, através da comparação do tempo $t_a = 1,5s$ com $t_a = 3,0s$, para a simulação do caso RA2RV1. A Figura 5.22 faz uma comparação entre os perfis numéricos calculados com os dois tempos de amostragem e os dados experimentais. Como pode ser visto, o aumento do tempo de amostragem torna o perfil mais suave, especialmente nas baixas frequências. Na Figura 5.22 constata-se que o ganho por se incrementar o tempo de amostragem é praticamente desprezível. Por outro lado, a metodologia não será capaz de melhorar a previsão de ruído nas baixas frequências com o aumento do tempo de amostragem, já que com o aumento do tempo de amostragem, o perfil parece convergir para um patamar. Isto destaca uma deficiência da metodologia em predizer as baixas frequências.

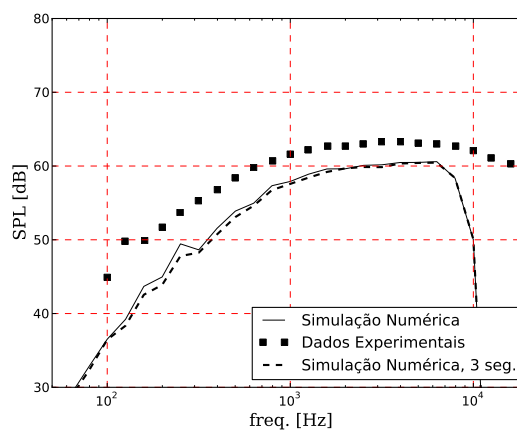


Figura 5.22 – Espectros de ruído para o cálculo com o tempo de amostragem $t_a = 1,5$ e $3,0 s$ em comparação com dados experimentais da simulação RA2RV1 para um observador a 90° .

Através desta análise, mantém-se o conjunto de parâmetros para a solução do problema de cálculo de ruído estabelecidos no início desta seção. Na seção seguinte, são apresentados os resultados dos espectros de ruído para as simulações dos bocais coplanares, e feitos alguns apontamentos sobre a influência dos parâmetros sobre o ruído.

5.4.2 Resultados e Discussão

Os resultados apresentados nesta seção consistem de espectros de ruído das simulações realizadas com os bocais coplanares. Os parâmetros estão dispostos detalhadamente no Apêndice, item B. Os dados experimentais são obtidos do projeto JEAN EU e correspondem aos espectros de ruído a vários ângulos de observação, em escala de terço de banda de oitava. Neste trabalho, somente três posições angulares foram analisadas, a saber: 60° , 90° e 120° . As simulações a serem apresentadas nesta seção foram realizadas com 8 ou 16 processadores. As simulações com 8 processadores tiveram duração média de 38h, enquanto que as simulações com 16 processadores foram realizadas em cerca de 16 a 17h. Assim, o tempo de previsão do campo acústico, somado ao tempo para previsão do campo fluidodinâmico, totaliza cerca de 100 horas (4 dias).

As Figuras 5.23 e 5.24 apresentam comparações entre o espectro de ruído calculado numericamente e os dados experimentais, para as simulações RA2RV063, RA2RV079 e RA2RV1 respectivamente. As posições de observação dos gráficos das figuras são: posição radial $|\vec{X}| = 11,9m$ e posição angular 60° ; $|\vec{X}| = 12,89m$, 90° e $|\vec{X}| = 13,54m$, 120° .

Primeiramente, como será observado em todos os gráficos desta seção, a frequência de corte do método numérico de sintetização é $10000Hz$, uma vez que os volumes da malha foram construídos com dimensões mínimas apropriadas para prever essa frequência, bem como atender à exigência da lei de parede apresentada na seção A.3. Os dados experimentais estão na faixa de frequência de 100 a $40000Hz$. De antemão, sabe-se que seria necessária uma malha mais refinada, a fim de se capturar frequências mais altas, para que o ruído de um bocal em tamanho industrial fosse representado.

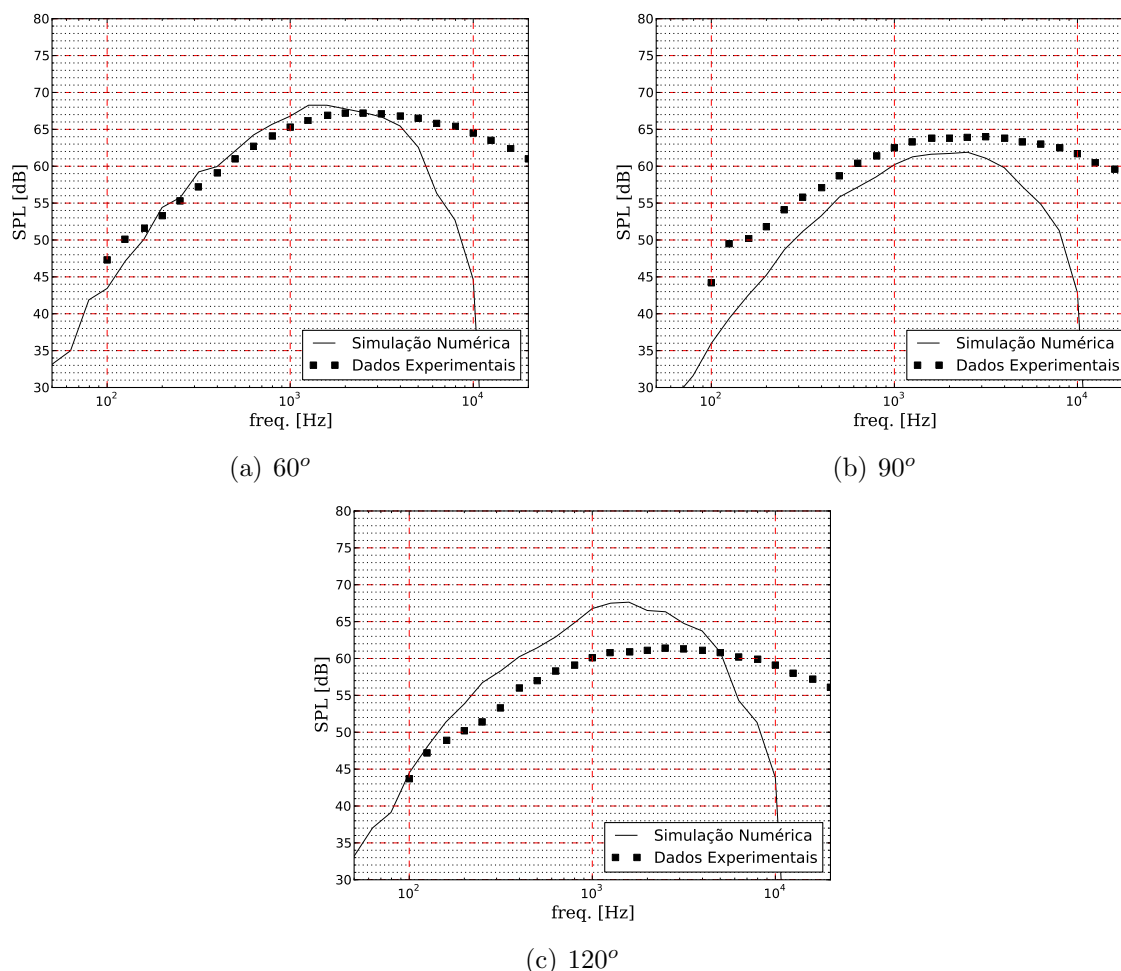


Figura 5.23 – Nível de pressão sonora em terço de banda de oitava para a simulação RA2RV063 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).

Compreende-se que o melhor resultado esperado seja para o observador a 90° (LIGHTHILL, 1952), pois nesta direção, o sinal sonoro está praticamente livre de influências de efeitos de refração e difração (fenômenos não previstos na metodologia). E apesar de a solução para o observador a 60° se aproximar mais dos dados experimentais, observa-se uma tendência de super estimativa do ruído como pode ser visto na Fig. 5.23(a). O mesmo ocorre para a direção de 120°, de uma maneira mais pronunciada, Fig. 5.23(c). Os maiores níveis de pressão sonora são esperados para os menores ângulos de observação, evidenciando a diretividade preferencial do jato, como encontrado por Viswanathan (2005). Esta tendência é acompanhada pelos dados numéricos, exceto pelos espectros calculados para o observador a 120° que se assemelham bastante ao espectro para 60° em níveis sonoros. Seria necessária a análise com mais ângulos de observação para apontar se esta metodologia é apropriada para a determinação da diretividade do jato ou o erro de previsão desta grandeza.

Serão analisados, a partir de agora, os dados a 90° pois nesta direção, o sinal sonoro está teoricamente livre de efeitos de refração, e, portanto, são os mais confiáveis. Analisando os espectros a 90° nas Figuras 5.23(b), 5.24(a) e 5.24(b) percebe-se que o pico de Nível de Pressão Sonora (SPL) em dB é bem aproximado do valor apontado pelos dados experimentais, e acredita-se que seria melhor predito se a frequência de corte estivesse além da estabelecida previamente. Nestes perfis, a diferença entre os dados numéricos e experimentais varia de $2dB$ nas altas frequências, até $10dB$ nas baixas frequências.

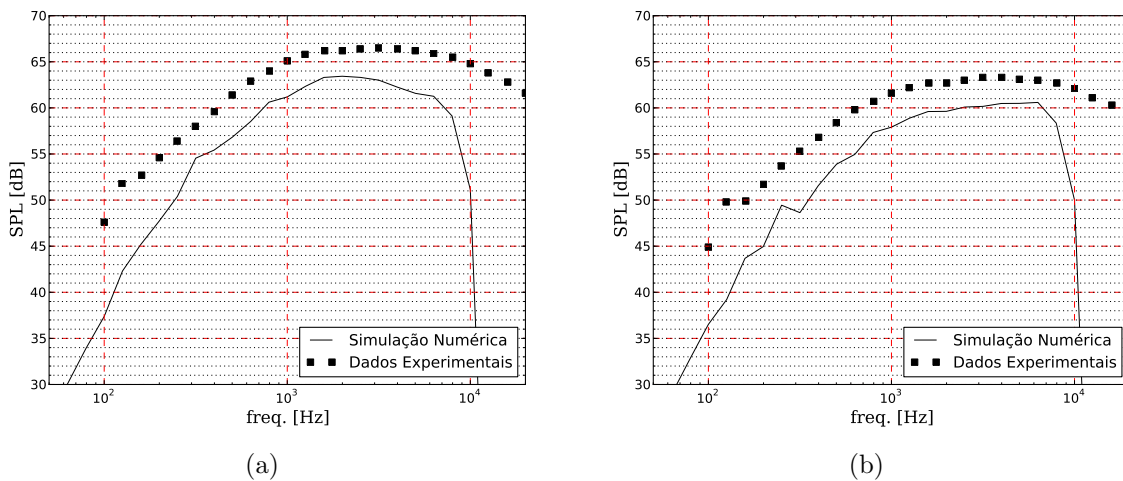


Figura 5.24 – Nível de pressão sonora a 90° para a simulação RA2RV079 (a) e RA2RV1 (b).

A comparação entre os espectros de ruído a 90° para $RA = 2,0$ e $RV = 0,63; 0,79$ e $1,0$: Fig. 5.23(b), 5.24(a) e 5.24(b); precisa ser feita com um certo cuidado. A velocidade primária é mantida praticamente constante entre as simulações RA2RV063 e RA2RV079, e apenas se varia a velocidade secundária. Desta forma, é esperado um nível de ruído menor para $RV = 0,63$, consequência dos níveis de intensidade turbulenta mais baixos na camada cisalhante do jato com o ambiente. Já a simulação RA2RV1 ($RV = 1,0$) possui uma velocidade primária menor, e a comparação fica dependente da velocidade absoluta. Apesar de os níveis de cisalhamento serem relativamente maiores para $RV = 1,0$, o ruído é menor por causa do efeito da velocidade (LIGHTHILL, 1952).

Para se evitar uma discussão estendida, os espectros de ruído para os demais casos teste são omitidos neste capítulo e estão dispostos no Apêndice, item B. Neste trabalho, variou-se os valores de diâmetro de bocal e velocidade de exaustão, de maneira a se compreender a influência dos valores de Razão de Área e Razão de Velocidade. Assim, as simulações, seguindo as condições

de contorno idênticas às dos experimentos, não estabelece uma velocidade primária e varia apenas a secundária (ou vice e versa) como seria mais simples de se analisar. O mesmo acontece para áreas de exaustão. Para isso, os perfis são analisados segundo as razões de velocidade e de área como apresentado anteriormente.

Porém, parâmetros como fluxo de massa e mesmo a velocidade que está diretamente relacionada com a emissão sonora não são considerados nos perfis de ruído apenas pela paremetrização de RA e RV . A redução de ruído devido à alteração de algum parâmetro, para ser efetiva, deve manter a vazão mássica (que é diretamente proporcional ao empuxo da aeronave). Este parâmetro não foi considerado nas reduções de ruído. Para se proceder uma comparação entre perfis e determinar se houve ganho ou redução relativa de ruído, utiliza-se uma parametrização do nível de pressão sonora, proposta por Viswanathan (2005) que consiste na expressão:

$$SPL^* = SPL - 10 \log(A_j) - 79,8 \log(V_P/a). \quad (5.3)$$

A partir do perfil calculado, determina-se o ganho ou redução relativa de ruído. Na Figura 5.25 percebe-se que a redução de ruído³ é bastante pronunciada com a redução da razão de velocidade; benefício observado para todas as razões de área. Desta forma, pode-se concluir que a presença da corrente secundária promove uma redução de ruído, e quanto menor for a razão de velocidades, maior será a redução de ruído (para a faixa de valores estudada). A variação é menos sensível entre as razões de velocidade $RV = 0,63$ e $RV = 0,79$, resultado corroborado pelos picos de intensidade turbulenta, que são bastante semelhantes ao final do núcleo potencial primário para quaisquer razões de área. Para se favorecer a dinâmica da leitrua, os referidos perfis de intensidade turbulenta são reapresentados nas Fig. 5.25(b), 5.25(d) e 5.25(f).

³É importante ressaltar que análise feita é qualitativa, na medida em que a base de comparação foi alterada pela expressão proposta por Viswanathan (2005), e não se pode inferir diretamente do gráfico o aumento ou redução no ruído.

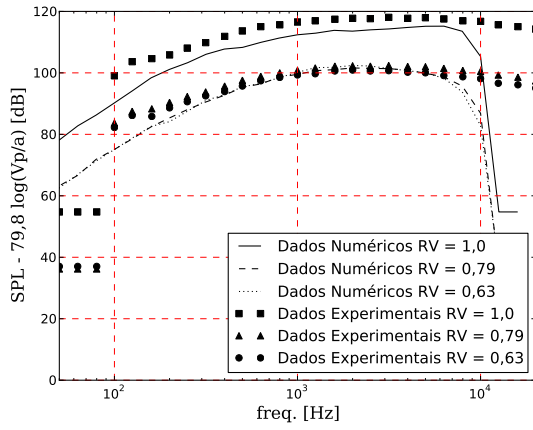
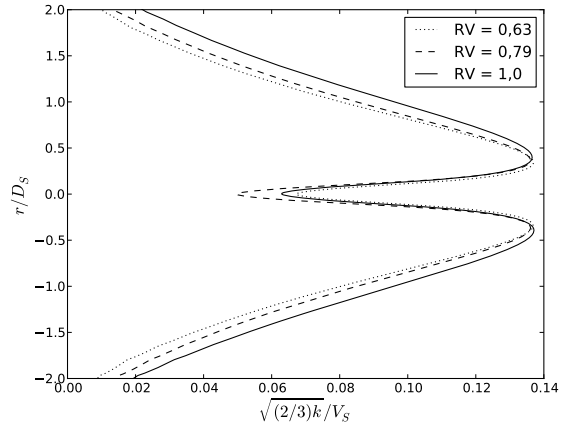
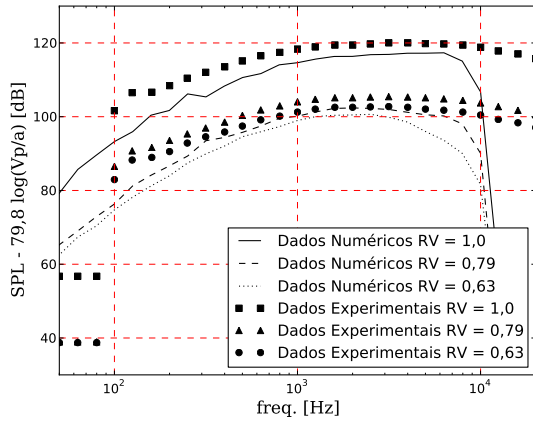
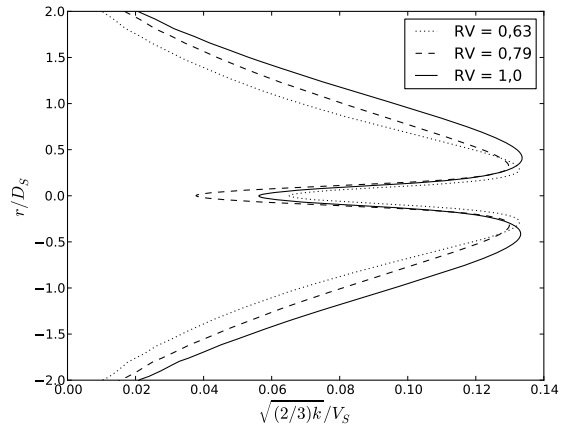
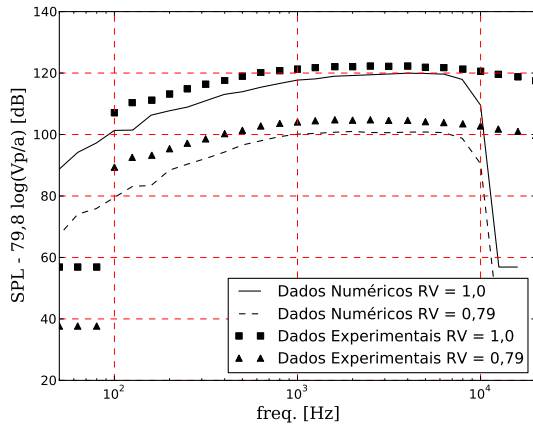
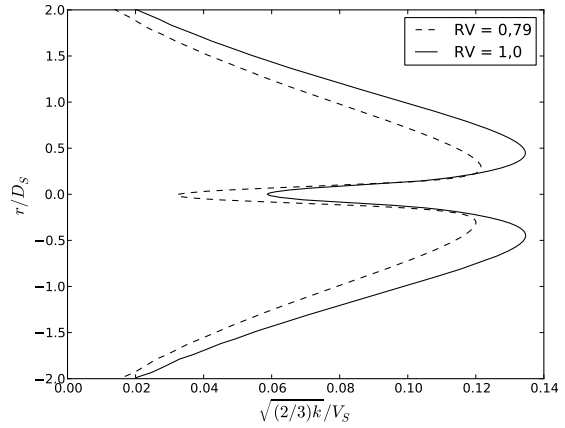
(a) Ruído, $RA = 0,87$ (b) I_μ , $RA = 0,87$, $x = 9,5D_S$ (c) Ruído, $RA = 2,0$ (d) I_μ , $RA = 2,0$, $x = 9,5D_S$ (e) Ruído, $RA = 4,0$ (f) I_μ , $RA = 4,0$, $x = 9,5D_S$

Figura 5.25 – Comparação entre os níveis de pressão sonora para a variação da razão de velocidade na posição angular a 90° com razão de área $RA = 0,87$ (a), $RA = 2,0$ (c) e $RA = 4,0$ (e). Reapresentação dos perfis radiais de intensidade turbulenta na posição $x = 9,5D_S$ para $RA = 0,87$ (b), $RA = 2,0$ (d) e $RA = 4,0$ (f).

Apesar de a intensidade turbulenta variar com RV em maior proporção para $RA = 4,0$, quando comparada com $RA = 2,0$, a redução de ruído é bastante semelhante para todas as

razões de área. O que leva a crer que não só o pico de energia cinética turbulenta k mas também os valores desta variável ao longo da camada cisalhante entre o jato e o ambiente são fatores determinantes do espectro de ruído. Por outro lado, a variação de intensidade turbulenta é semelhante entre as três razões de área, porém, na Figura 5.26 percebe-se uma sensível redução de ruído para a razão de área $RA = 4,0$. Isso se deve principalmente ao termo que considera a área do jato na Eq. 5.3, que obviamente é maior para $RA = 4,0$.

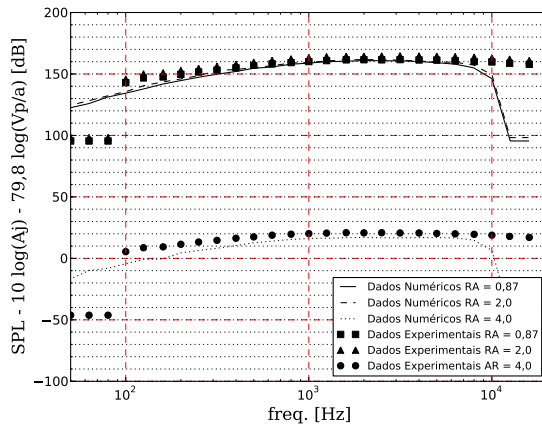
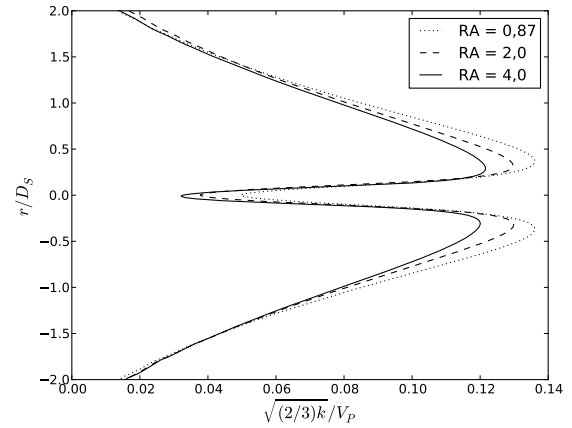
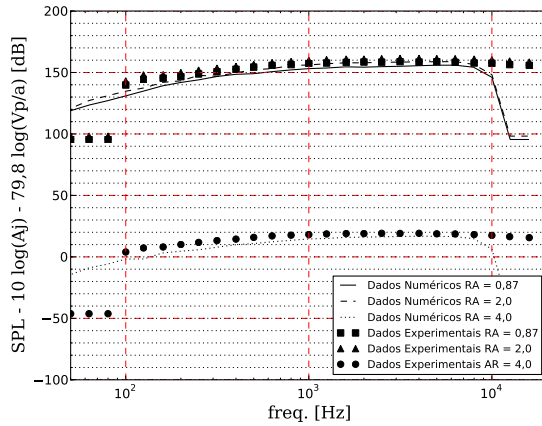
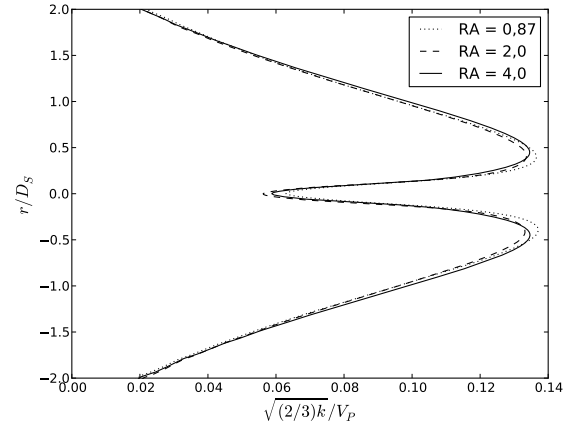
(a) Ruído, $RV = 0,79$ (b) I_μ , $RV = 0,79$, $x = 9,5D_S$ (c) Ruído, $RV = 1,0$ (d) I_μ , $RV = 1,0$, $x = 9,5D_S$

Figura 5.26 – Comparação entre os níveis de pressão sonora para a variação da razão de área na posição angular a 90° com razão de velocidade $RV = 0,79$ (a), $RV = 1,0$ (c). Reapresentação dos perfis radiais de intensidade turbulenta na posição $x = 9,5D_S$ para $RV = 0,79$ (b), $RV = 1,0$ (d).

Apesar de os perfis de ruído estarem subestimados (pelo menos para os observadores a 90°), as tendências de redução estão aparentemente bem previstas. As variações de ruído entre as razões de área $RA = 0,87$ e $2,0$ não são apreciáveis pelas Fig. 5.25 e 5.26, pois a área de exaustão é a mesma, $(A_S + A_P) = (\pi D_S^2)/4$ com $D_S = 0,058m$. Porém, esta parametrização

proposta por Viswanathan (2005) não permite comparações com valores absolutos, mas apenas com valores independentes da velocidade e área de exaustão. Em suma, os espectros de ruído têm um perfil coerente com os dados experimentais, em geral subestimando da frequência de pico. Também, as tendências de redução de ruído com os parâmetros analisados (RA e RV) são bem previstas pelo cálculo do ruído, quando se considera o um observador a 90° .

CAPÍTULO VI

Conclusões

Neste trabalho, analisou-se as propriedades fluidodinâmicas e o espectro de ruído, provenientes do escoamento em bocais de exaustão semelhantes aos encontrados em motores aeronáuticos modernos. Trata-se de bocais coaxiais circulares. Tem-se, assim, duas correntes de fluido que entram em contato entre si e com o meio ambiente gerando duas camadas cisalhantes e a consequente geração de ruído. O bocal objeto de estudo deste trabalho foi o bocal coplanar com uma geometria mais simples como forma conservadora de propor a metodologia.

Foi proposta uma metodologia de baixo custo computacional, proporcionando uma análise completa de uma configuração de escoamento em torno de 40 h . Esta metodologia consiste de: equações médias para a fluidodinâmica, e sintetização estatística da turbulência para a estimativa do ruído. Esta técnica, conhecida como geração aleatória de escoamento (tradução livre de *Random Flow Generation* - RFG), é mais comumente utilizada para inicialização de campos para o cálculo de escoamentos de difícil convergência inicial ou ainda como condições de contorno não especificadas no experimento. Neste trabalho, propôs-se, a técnica de sintetização de turbulência foi empregada para gerar um campo instantâneo e flutuante para o cálculo do ruído.

Para se ter um parâmetro de comparação entre os dados obtidos, determina-se uma razão de velocidades: $RV = V_S/V_P$; bem como uma razão de áreas: $RA = A_S/A_P$. Foram

encontradas relações de não linearidade na proporcionalidade entre a razão de velocidade e a os níveis de intensidade turbulenta. Observou-se, para todas as razões de área, que a variação de razão de velocidade não segue um padrão, na medida em que valores intermediários da razão de velocidade possuem níveis mais baixos de intensidade turbulenta na região central. Seria necessária uma análise com mais valores de razão de velocidade para se compreender com mais detalhes como se dá essa variação. Por outro lado, um comportamento mais linear é encontrado na camada cisalhante (após o jato ter se desenvolvido) de maneira que, nesta região, quanto maior a razão de velocidade maior é a atividade turbulenta. Esta constatação é trivial dado que quanto maior for a velocidade secundária, maior será o cisalhamento com o fluido ambiente.

O modelo de turbulência $k - \epsilon$ Cúbico possui deficiências na predição das quantidades turbulentas para baixos níveis de cisalhamento. Isto pôde ser observado na região central do campo de Energia cinética turbulenta para o bocal *Short-Cowl*. Aliado a níveis de turbulência subestimados, observa-se uma super estimativa nos comprimentos do núcleo potencial secundário e primário e um deslocamento de posição de máximo da atividade turbulenta para a jusante.

Foi encontrado que para maiores valores de razão de área $RA = A_S/A_P$ (razão entre a área do jato secundário e a área do jato primário), uma redução considerável no pico de intensidade turbulenta é possível para razões de velocidade $RV = V_S/V_P$ abaixo de 1,0. Este fenômeno se reflete em uma redução relativa considerável de ruído. Isto pode ser devido ao aumento do comprimento do núcleo potencial secundário, que auxilia no processo de mistura (redução da turbulência) e atua como uma camada de “proteção”, reduzindo o ruído emitido pelas fontes distribuídas em seu interior. Assim, um núcleo potencial secundário mais extenso é desejável do ponto de vista da emissão acústica. A razão de velocidade parece ter uma influência menor, especialmente para as menores razões de área. A sua influência se expressa principalmente na camada cisalhante aumentando os níveis de intensidade turbulenta. O aumento da razão de área RA tem outra consequência importante: aumenta a taxa com que a intensidade turbulenta é reduzida, com a redução da razão de velocidade RV .

A redução de ruído é possível pela redução da razão de velocidade e pelo aumento da razão de área; compreende-se que a relação entre os níveis de pressão sonora e a razão de velocidade RV se expressa de maneira não linear, pois os níveis de energia cinética turbulenta

nas camadas cisalhantes primária e secundária são respectivamente inversamente e diretamente proporcionais ao aumento da razão de velocidade.

O ruído emitido pelo jato, em todas as simulações, parece estar bastante relacionado com a camada cisalhante entre todo o corpo do fluido com o ambiente, tanto quanto o pico de energia cinética turbulenta k , que se dá em torno do fim do núcleo potencial primário. Estas causas de ruído parecem ser mais importantes que o desenvolvimento do escoamento a partir das estruturas do jato primário e mesmo do jato completamente desenvolvido mais a jusante do fim do núcleo potencial primário.

A metodologia não parece ser capaz de prever bem o ruído de baixa frequência, apresentando uma diferença com os dados experimentais, de cerca de 10 dB, porém, um refinamento de malha pode melhorar sensivelmente o resultado para as altas frequências cuja diferença varia em torno de 2 dB.

As tendências encontradas nos resultados confirmam as informações da literatura, apontando que quanto maior a razão de área menor o ruído relativo e quanto menor a razão de velocidade, dentro da faixa estudada ($VR = 0,63 - 1,0$), menor o ruído relativo.

Para se estabelecer a metodologia abordada como uma ferramenta de assistência à indústria de projeto e fabricação de geometrias de bocais, seria necessária uma análise empregando uma malha mais refinada a fim de aumentar a frequência de corte para se alcançar a frequência correspondente ao bocal em tamanho industrial. Cabe enfatizar, porém, que a metodologia não é adequada para problemas onde a presença de um corpo imerso no escoamento é primordial na geração de ruído. Porém, para demais problemas de escoamento livre, a metodologia se mostrou bastante confiável.

Propõe-se, para trabalhos futuros, o estudo de um modelo de turbulência mais adequado ao cálculo das quantidades turbulentas, e aliado a isso, determinar mais precisamente os dados de turbulência nas condições de contorno. Estas parecem ser as deficiências mais proeminentes da metodologia. Ainda com o foco em uma metodologia de baixo custo, seria necessário um estudo mais aprofundado no que diz respeito ao refinamento, geometria e ao tipo de malha empregada ao problema.

Quanto ao processo de cálculo do ruído, acredita-se que a comparação da formulação empregada neste trabalho, a uma formulação baseada em integrais de superfície seja bastante útil para reduzir o custo do cálculo total sem grandes perdas nos resultados. Alguns exemplos bastante empregados são os métodos de Kirchhoff ou Ffowcs-Williams e Hawkings (ESCHRICHT et al., 2008). Além disso seria útil rever as dimensões do volume de integração (malha acústica), ou superfície de integração conforme a metodologia.

O estudo do número de modos de Fourier, com um número maior de simulações, para verificação do desvio padrão dos sinais sonoros, seria importante para dar maior confiabilidade dos dados.

Referências Bibliográficas

ALMEIDA, O. de. *Aeroacoustics of Dual-stream Jets with Application to Turbofan Engines*. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2009.

ANDERSSON, N. *A Study of Subsonic Turbulent Jets and their Radiated Sound Using Large-Eddy Simulation*. Tese (Doutorado) — Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2005.

ANDERSSON, N.; ERIKSSON, L.-E.; DAVIDSON, L. Les prediction of and acoustic field of a coaxial jet. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference(26th AIAA Aeroacoustics Conference), 2005.

AZARPEYVAND, M. *Some Aspects of RANS Based Jet Noise*. Tese (Doutorado) — University of Southampton, Southampton, Inglaterra, 2008.

BARRÉ, S.; BOGEY, C.; BAILLY, C. Computation of the noise radiated by jets with laminar/turbulent nozzle-exit conditions. 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference), 2006.

BILLSON, M.; ERIKSSON, L.-E.; DAVIDSON, L. Jet noise prediction using stochastic turbulence modeling. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, 2003-3282, Hilton Head, South Carolina, 2003.

BILLSON, M.; ERIKSSON, L.-E.; DAVIDSON, L. Acoustic source terms for the linearized euler equation in conservative form. *AIAA American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, v. 43, 4 2005.

BIRCH, S. F.; LYUBIMOV, D. A.; SECUNDOV, A. N.; YAKUBOVSKY, K. Y. Numerical modeling requirements for coaxial and chevron nozzle flows. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, The Boeing Company, Seattle, USA, 2003.

BODONY, D. J.; LELE, S. K. Generation of low frequency sound in turbulent jets. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), 2005.

BRANDT, L.; SCHLATTER, P.; HENNINGSON, D. S. Transition in boundary layers subject to free-stream turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 517, p. 167–198, 2004.

BREDBERG, J. *On the Wall Boundary Condition for Turbulence Models*. Göteborg, Sweden, 2000.

CRIGHTON, D. G. Basic principles of aerodynamic noise generation. *Prog. Aerospace Sci* vol. 16, No. 1, Pergamon Press, Leeds, England, p. 31–96, 1975.

CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Prog. R. Soc. Lond., Manchester*, England, 1955.

DAUPTAIN, A.; CUENOT, B.; GICQUEL, L. Y. M. Large eddy simulation of stable supersonic jet impinging on flat plate. *AIAA Journal*, v. 48, n. 10, p. 2325–2338, 2010.

DAVIDSON, L.; BILLSON, M. Hybrid LES-RANS using synthesized turbulent fluctuations for forcing in the interface region. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 27, p. 1028–1042, 4 2006.

EASOM, G. *Improved Turbulence Models for Computational Engineering*. Tese (Doutorado) — University of Nottingham, 2000.

ESCHRICHT, D.; YAN, J.; MICHEL, U.; THIELE, F. Prediction of jet noise from coplanar nozzle. 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference), Vancouver, British Columbia Canada, 2008.

FAYARD, B.; RAHIER, G.; VUILLOT, F.; KERHERVÉ, F. Flow field analysis for double stream nozzle: application jet noise. 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference), 2008.

FISHER, M. J.; PRESTON, G. A.; BRYCE, W. D. A modelling of the noise from simple coaxial jets, part i: With unheated primary flow. *Journal of Sound and Vibration*, v. 209(3), p. 385–403, 1998.

FREUND, J. B. Acoustic sources in a turbulent jet: A direct numerical simulation study. 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 1999.

GEORGIADIS, N. J.; DEBONIS, J. R. Navier-stokes analysis methods for turbulent jet flows with application to aircraft exhaust nozzles. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 42, p. 377–418, 7-8 2006.

GEORGIADIS, N. J.; PAPAMOSCHOU, D. Computational investigations of high-speed dual-stream jets. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, n. 3311, 2003.

HOWE, M. S. *Theory of Vortex Sound*. Boston University: Cambridge University Press, 1992.

KHLIFI, H.; LILI, T. A reynolds stress closure for compressible turbulent flow. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 4, No. 2, pp. 99-104, Département de Physique, Faculté des Sciences de Tunis, 1060, Tunis, Tunisie, 2011.

LARSSON, J. *Computational Aero Acoustics for Vehicle Applications*. Tese (Doutorado) — Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2002.

LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically i. general theory. The Royal Society, Monterey, California, p. 564–587, 1952.

LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically ii. turbulence as a source of sound. The Royal Society, Monterey, California, p. 1–32, 1954.

LIMA, L. E. M. *Análise Numérica de Jatos Coaxiais Turbulentos*. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, 2007.

MANKBADI, R. *New Trends in Turbulence*. Department of Mathematics, The University, Manchester: Springer, Embry-Riddle Aeronautical University, 1951. 564-587 p. (Computational Aeroacoustics).

MURAKAMI, E.; PAPAMOSCHOU, D. Mean flow development in dual-stream compressible jets. *AIAA Journal*, Vol. 40, n. 6, p. 1131–1138, 6 2002.

PAGE, G. J.; MCGUIRK, J. J.; BEHROUZI, P.; HOSSAIN, M.; FISHER, M. J. A cfd coupled acoustics approach for the prediction of coaxial jet noise. Symposium on 'Ageing Mechanisms and Control: Part A — Developments in Computational Aero- and Hydro-Acoustics', Manchester, UK, 2001.

PAGE, G. J.; MCGUIRK, J. J.; HOSSAIN, M.; SELF, R. H.; BASSETI, A. A cfd coupled acoustics approach for coaxial jet noise. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, 2003.

POPE, S. B. *Turbulent Flows*. Cambridge, united Kingdom: Press Syndicate of the University of Cambridge, 2000.

RIBNER, H. S. Quadrupole correlation governing the pattern of jet noise. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 38, p. 1–24, 1969.

SADR, R.; KLEWICKI, J. C. An experimental investigation of the near-field flow development. *Physics of Fluids*, American Institute of Physics, v. 15, p. 1233–1246, 5 2003.

SARKAR, S. The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow. *Journal of fluid Mechanics*, v. 282, p. 163–186, 1995.

SELF, R. H.; BASSETI, A. A rans based jet noise prediction scheme. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, 2003.

SEPPO, U. *Foundations of acoustic analogies*. Oy, Helsinki: VTT Technical Research Centre of Finland, 2011.

SILVA, C. I. da; ALMEIDA, O. de; MENEHINI, J. R. Numerical and empirical approaches for jet noise reduction: Investigation. *15th AIAA/CEASA Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 5 2009.

SMIRNOV, A.; SHI, S.; CELIK, I. Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling. *Journal of Fluids Engineering*, West Virginia University, v. 123(2), p. 359–371, 2 2001.

SOUZA, A. M. de. *Análise Numérica da Transição à Turbulência em Escoamentos de Jatos Circulares Livres*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2005.

STRUTT, J. W.; RAYLEIGH, M. A. B.; F.R.S. *The Theory of Sound*. London: C. J. Clay, M. A. A, University of Michigan, 1877.

TAM, C. K. W. Computational aeroacoustics: An overview. RTO AVT Symposium, Manchester, UK, 10 2001.

TAM, C. K. W.; AURIAULT, L. Jet mixing noise from fine-scale turbulence. *AIAA Journal*, v. 37, p. 145–153, 1999.

TAM, C. K. W.; PASTOUCHENKO, N. N. Fine scale turbulence noise from dual stream jets. 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004.

TAM, C. K. W.; VISWANATHAN, K.; AHUJA, K. K.; PANDA, J. The sources of jet noise: experimental evidence. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 615, p. 253–292, 10 2008.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. *A first course in Tubulence*. Cambridge, united Kingdom: Seventeenth printing, 1999.

TRISTANTO, I. H.; PAGE, G. J.; MCGUIRK, J. J. Large eddy simulation of hot coaxial jets. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2006.

VILLERMAUX, E.; REHAB, H. Mixing in coaxial jets. *J. Fluid Mechanics*, vol. 425, Cambridge University Press, Universite de Provence, Centre de Saint Jérôme Service 252, 13397 Marseille Cedex 20, France, p. 161–185, 2000.

VISWANATHAN, K. Aeroacoustics of hot jets. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 516, p. pp. 39–82, 2004.

VISWANATHAN, K. Does a model scale nozzle emit the same jet noise as a jet engine? 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics, Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), Monterey, California, 2005.

VUILLEMIN, A.; LOHEAC, P.; RAHIER, G.; VUILLOT, F.; LUPOGLAZOFF, N. Aeroacoustic numerical method assessment for a double stream nozzle. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), 2005.

APÊNDICE I

Metodologia Complementar

Um conhecimento prévio de equações constitutivas da aeroacústica é necessário e será apresentado nesta seção sem demonstrações, apenas como informação estabelecida para o estudo deste trabalho.

A.1 Equações Constitutivas da Aeroacústica

Equações constitutivas são expressões que não rigorosamente derivam de alguma lei fundamental da física, mas sim, são resultado de observações empíricas ou de hipóteses baseadas em observações dos fenômenos envolvidos ou mesmo de análises dimensionais.

As aproximações feitas são baseadas na hipótese de que o fluido esteja localmente em equilíbrio termodinâmico quando da passagem de uma onda acústica, e portanto, qualquer propriedade termodinâmica necessária aos interesses da acústica podem ser definidas como uma função de quaisquer duas outras propriedades termodinâmicas. Desta forma, a pressão $p = f(\rho, s)$, e portanto:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s d\rho + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho ds. \quad (\text{A.1})$$

onde s é a entropia específica do fluido. Como a propagação sonora é considerada um processo

isentrópico ($ds = 0$), a velocidade do som $a = f(\rho, s)$ é definida como sendo:

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}. \quad (\text{A.2})$$

Para o interesse deste trabalho, o ar é o meio de propagação, e para condições ambiente normais, pode-se aplicar a equação da lei dos gases ideais:

$$p = \rho RT, \quad (\text{A.3})$$

onde $R = k_B/m_w$ é a constante específica dos gases, com k_B sendo a constante de Boltzmann e m_w a massa molecular. E na condição de gás ideal,

$$a = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma RT}. \quad (\text{A.4})$$

onde $\gamma = \rho_0 a_0^2/p_0 = c_p/c_v \approx 1,4$ é a razão dos calores específicos (a pressão constante e a volume constante) do ar.

Alguns modelos utilizados neste trabalho com o fim de prever fenômenos inerentes e importantes para a aeroacústica (que não são levados em consideração pela metodologia básica) são apresentadas nesta seção como informação complementar.

A.2 Termos do modelo de Turbulência $k - \epsilon$ Cúbico

No modelo de turbulência $k - \epsilon$ Cúbico, o tensor de Reynolds é modelado a partir do tensor taxa de deformação S_{ij} e do tensor rotacional Ω_{ij} :

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right); \quad (\text{A.5})$$

$$\Omega_{ij} = \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{A.6})$$

Nas equações de transporte de energia cinética turbulenta, k , e de dissipação de energia cinética turbulenta ϵ , está privsto um termo de produção P_k

$$P_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}. \quad (\text{A.7})$$

Na equação da dissipação, consta a escala de tempo $T_t = \frac{\bar{k}}{\bar{\epsilon}} \max 1, \chi^{-1}$, onde $\chi = \sqrt{R_t}/C_\tau$, $R_t = \bar{k}^2/(\nu\bar{\epsilon})$, e $C_\tau = \sqrt{2}$.

A viscosidade turbulenta é dada por:

$$\mu_t = \alpha C_\mu f_\mu \bar{\rho} \bar{k}^2 / \bar{\epsilon} \quad (\text{A.8})$$

onde,

$$C_\mu = \frac{2/3}{A_1 + \frac{\bar{k}}{\bar{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}}} + 0.9 \frac{\bar{k}}{\bar{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}}}, \quad (\text{A.9})$$

e as constantes do modelo para o tensor de Reynolds são:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{3/4}{\left[1000 + \left(\frac{\bar{k}}{\bar{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}}\right)\right] C_\mu}, \\ C_2 &= \frac{15/4}{\left[1000 + \left(\frac{\bar{k}}{\bar{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}}\right)\right] C_\mu}, \\ C_3 &= \frac{-19/4}{\left[1000 + \left(\frac{\bar{k}}{\bar{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}}\right)\right] C_\mu}, \\ C_4 &= -10 C_\mu^2, \\ C_5 &= 0, \\ C_6 &= -2 C_\mu^2, \\ C_7 &= -C_6. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

As constantes para as equações de transporte de k e ϵ :

$$f_\mu = \frac{1 - \exp - A_\mu R_t}{1 - \exp - \sqrt{R_t}}, \quad (\text{A.11})$$

e ainda, $C_{\epsilon 1} = 1,44$, $C_{\epsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\epsilon = 1,3$ e $A_\mu = 0,01$.

A.3 Função de Parede

Resolver a camada limite turbulenta junto às paredes do bocal demandaria um número excessivo de volumes naquela região, o que tornaria a solução inviável em termos práticos. Quando se aplicam leis de parede a uma metodologia de solução de escoamento, assume-se basicamente que a malha a ser empregada para a solução não é refinada o suficiente para resolver o escoamento na região adjacente à parede. Em termos práticos, a função de parede é necessária para avaliar bem a condição de contorno para as equações das propriedades turbulentas, no caso, as equações para “ k ” e “ ϵ ”.

As funções de parede são baseadas, naturalmente, no desenvolvimento da camada limite sobre uma superfície imersa. A física envolvida na camada limite está bastante ligada à espessura da camada limite, que por sua vez, é dependente do número de Reynolds. Neste contexto, define-se o conceito de uma “distância adimensional da parede” y^+ de acordo com o proposto pelo trabalho de (TENNEKES; LUMLEY, 1999).

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (\text{A.12})$$

onde y é a distância em metros normal à parede e u_τ é a velocidade de atrito da parede mais próxima. Esta variável é calculada conforme aponta Sarkar (1995):

$$u_\tau = C_\mu^{1/4} \sqrt{k}.$$

A função de parede modela o escoamento em uma camada adjacente à superfície rígida. O modelo consiste em uma função de comportamento assintótico para calcular o valor da variável no contorno, ao invés de determinar um valor fixo na parede, baseando-se em uma

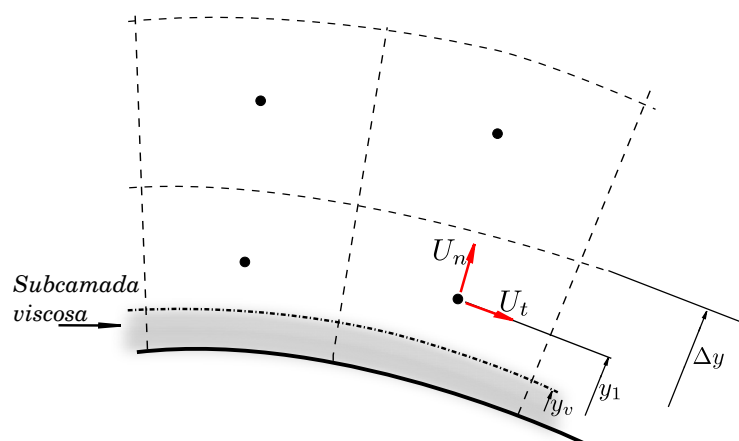


Figura A.1 – Esquema demonstrando as dimensões características da malha em relação à sub-camada viscosa útil na função de parede.

constatação física do problema. Bredberg (2000) faz uma síntese da física associada às funções de parede e apresenta alguns métodos aplicados na atualidade. Em suma, as funções de parede são propostas para atuar como uma “ponte” entre o escoamento potencial e o valor na parede. Para a escolha do tipo de função, definem-se três subcamadas baseadas na espessura da camada limite desenvolvida sobre a superfície; são elas: a subcamada viscosa, onde os efeitos viscosos são fundamentais e o efeito da turbulência é desprezível, a subcamada de amortecimento intermediária (efeitos viscosos e de transporte se mesclam), e a subcamada inercial onde os efeitos viscosos são menos importantes e os efeitos de turbulência regem o movimento. A função de parede é determinada de acordo com a posição onde se aplica o centróide do primeiro volume da malha adjacente à parede. A Figura A.1 apresenta um esquema típico da malha utilizada neste trabalho, localizando o primeiro ponto nodal em relação à subcamada viscosa. Na figura, são apresentadas a distância da parede até o centróide do primeiro volume y_1 em relação à altura da subcamada viscosa y_v .

Como se pode compreender, o uso da lei de parede se justifica na redução de quantidade de malha, estabilidade da solução e maior velocidade de convergência da simulação. O prejuízo, em contrapartida, se encontra na perda de informações que são negligenciadas pelas hipóteses simplificadoras do método. A avaliação da tensão viscosa na parede, τ_p , que é proporcional ao gradiente normal de velocidade, deve ficar subestimada se a distância do primeiro nó até a parede for muito grande, e não representar a variação encontrada na camada limite.

$$\tau_p = \mu \frac{\partial U}{\partial y_p} > \mu \frac{U_1}{y_1} \quad (\text{A.13})$$

na qual o índice “1” se refere à propriedade no primeiro ponto nodal adjacente à parede.

Para transformar a inequação em uma equação, introduz-se uma variável chamada “viscosidade efetiva” μ_{ef} (diversa daquela utilizada na modelagem de turbulência), de modo a compensar o erro na avaliação do gradiente de velocidade da Equação A.13. O presente trabalho utiliza-se de uma malha para a qual se aplica a função de parede na subcamada inercial ($y^+ > 30$). Para este tipo de função de parede, os valores de velocidade e taxa de dissipação de energia turbulenta são bem calculados, com uma deficiência no cálculo da energia cinética turbulenta. A função de parede aplicada a este trabalho é a Função a Duas Camadas Avançada (*Advanced Two-layer*) baseado no método proposto por Launder e Spalding, apresentado por Bredberg (2000). Segundo as funções de parede padrão, uma formulação para a viscosidade efetiva na parede, para y^+ maior que a subcamada viscosa, fica na forma:

$$\mu_{ef} \frac{U_1}{y_1} = \tau = \rho u_\tau u_\tau = \rho u_\tau \left[\frac{C_\mu^{1/4} \sqrt{k_1} U_1 \kappa_p}{\ln(E y_1^+)} \right] \quad (\text{A.14})$$

$$\mu_{ef} = \frac{\rho u_\tau y_1 C_\mu^{1/4} \sqrt{k_1} \kappa_p}{\ln(E y_1^+)} \quad (\text{A.15})$$

na qual $\kappa_p = 0,41$, $C_\mu = 0,09$ e $E = 8,8$ são constantes de calibração da função.

A.4 Modelo de Correção de Compressibilidade

O escoamento a ser resolvido é do tipo compressível e as tensões devido às variações de pressão são as responsáveis pela anisotropia identificada no tensor de Reynolds. Assim, os modelos de turbulência devem também prever efeitos de compressibilidade. Os termos incorporados ao modelo de turbulência são um termo de correlação de dilatação e um de taxa de dissipação compressível que devem aparecer na equação para a energia cinética turbulenta (KHLIFI; LILI, 2011). Estes modelos de turbulência modificados pelos termos de compressibilidade são adequados para números de Mach mais baixos; porém quando os efeitos de compressibilidade são

mais significativos, estes métodos perdem precisão na predição da espessura da camada limite ou camada cisalhante e na taxa de produção de energia cinética turbulenta. Os efeitos de compressibilidade ocorrem no sentido de atenuar o crescimento da camada cisalhante e reduzir o termo de produção.

O método empregado no presente trabalho é baseado no proposto por Sarkar (1995) com a previsão de uma função de amortecimento na parede. De acordo com o número de Mach baseado no gradiente de velocidade Ma_g é o parâmetro utilizado para avaliar quanto os efeitos de compressibilidade atuam estabilizando a atividade turbulenta no processo de mistura nas camadas cisalhantes.

$$Ma_g = \frac{d\bar{U}}{dy} \frac{l}{a} \quad (A.16)$$

onde $d\bar{U}/dy$ é uma estimativa do gradiente de velocidade média na direção longitudinal da camada cisalhante. A partir da estimativa para a taxa de crescimento da energia cinética turbulenta Λ ,

$$\Lambda = \frac{1}{(d\bar{U}/dy)} \frac{dk}{k dt}, \quad (A.17)$$

onde a energia cinética turbulenta k para um escoamento cisalhante homogêneo é:

$$\frac{dk}{dt} = \mathcal{P} - \epsilon_s - \epsilon_c + \overline{p'd'}/\bar{\rho} \quad (A.18)$$

na qual $\mathcal{P} = -(dU/dy) \overline{u'v'}$ é o termo de produção, $\epsilon_s = \bar{\nu} \overline{\omega'_i \omega'_i}$ é a taxa de dissipação solenoidal, $\epsilon_c = (4/3) \bar{\nu} \overline{d'^2}$ a taxa de dissipação compressível e $\overline{p'd'}$. Nas expressões, ω'_i é a flutuação da vorticidade e d' a flutuação da dilatação ($\nabla \cdot \vec{u}$).

Assim, pode-se chegar à equação para a taxa de crescimento da energia cinética turbulenta.

$$\Lambda = -\frac{u'v'}{k} - \frac{\epsilon_s}{(d\bar{U}/dy) k} - \frac{(\epsilon_c - \overline{p'd'}/\bar{\rho})}{(d\bar{U}/dy) k}. \quad (A.19)$$

A.5 Número de Prandtl

Alguns códigos de CFD trazem como padrão o número de Prandtl turbulento — usado para relacionar a viscosidade turbulenta e a condutividade turbulenta — $Pr_t = 0,9$; Birch et al. (2003) sugerem $Pr_t = 0,7$ em seu trabalho. Porém, Georgiadis e DeBonis (2006) ponderam que este parâmetro tem influência apreciável apenas para o campo de temperatura e tem pouca influência sobre quantidades de velocidade e turbulência, de modo que este trabalho emprega $Pr_t = 0,8$ sem grandes critérios, já que não é seu foco escoamentos com jatos quentes.

APÊNDICE II

Dados de Simulação do Bocal Coplanar

Nas tabelas a seguir são apresentados os parâmetros e condições ambiente utilizados em cada uma das nove simulações da matriz de simulações apresentadas no Capítulo 4, na Tabela 4.2. As informações disponíveis do banco de dados experimentais são as condições ambiente, a velocidade de exaustão da corrente secundária e da corrente primária, a temperatura de exaustão de cada uma das correntes e o número de *Mach* baseado nas velocidades de exaustão e na velocidade do som ambiente. As propriedades de estagnação (indexadas com *o*) são calculadas a partir das equações do processo isentrópico (seção 4.5.3).

Tabela B.1 – Parâmetros da simulação RA087RV063.

diâmetros da simulação 11,05117 e 0,003.

Condições Ambiente		
P_{amb}	100300Pa	
T_{amb}	289,2K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	213,8	135,9
$D[mm]$	43,0	58,2
$Ma[-]$	0,642	0,398
$T_o[K]$	298,5	293,6
$P_o[Pa]$	132343,99	111868,97

Tabela B.2 – Parâmetros da simulação RA087RV079.

parâmetros da simulação RANS-RV019:

Condições Ambiente		
P_{amb}	100200Pa	
T_{amb}	291,5K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	216,0	170,9
$D[mm]$	43,0	58,2
$Ma[-]$	0,646	0,503
$T_o[K]$	300,9	301,3
$P_o[Pa]$	132653,07	119097,11

Tabela B.3 – Parâmetros da simulação RA087RV1.

Condições Ambiente		
P_{amb}	100200Pa	
T_{amb}	291,4K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	171,2	171,7
$D[mm]$	43,0	58,2
$Ma[-]$	0,504	0,506
$T_o[K]$	301,3	301,7
$P_o[Pa]$	119177,03	119337,48

Tabela B.4 – Parâmetros da simulação RA2RV063.

parâmetros da simulação ANSYS-Fluent:

Condições Ambiente		
P_{amb}	102400Pa	
T_{amb}	275,56K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	209,2	131,1
$D[mm]$	33,2	58,2
$Ma[-]$	0,649	0,396
$T_o[K]$	280,0	280,4
$P_o[Pa]$	135906,19	114088,18

Tabela B.5 – Parâmetros da simulação RA2RV079.

Condições Ambiente		
P_{amb}	102400Pa	
T_{amb}	275,56K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	208,7	167,5
$D[mm]$	33,2	58,2
$Ma[-]$	0,649	0,513
$T_o[K]$	279,0	279,2
$P_o[Pa]$	135952,94	122566,57

Tabela B.6 – Parâmetros da simulação RA2RV1.

Condições Ambiente		
P_{amb}	102400Pa	
T_{amb}	275,46K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	167,0	165,0
$D[mm]$	33,2	58,2
$Ma[-]$	0,511	0,504
$T_o[K]$	279,6	279,7
$P_o[Pa]$	122371,13	121793,7

Tabela B.7 – Parâmetros da simulação RA4RV063.

Condições Ambiente		
P_{amb}	101600Pa	
T_{amb}	279, K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	211, 6	134, 2
$D[mm]$	33, 0	75, 0
$Ma[-]$	0, 652	0, 404
$T_o[K]$	283, 6	283, 5
$P_o[Pa]$	135, 185, 0	113689, 0

Tabela B.8 – Parâmetros da simulação RA4RV079.

Condições Ambiente		
P_{amb}	101500Pa	
T_{amb}	280,06K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	212,0	168,7
$D[mm]$	33,0	75,0
$Ma[-]$	0,652	0,511
$T_o[K]$	285,1	285,1
$P_o[Pa]$	135051,45	106427,63

Tabela B.9 – Parâmetros da simulação RA4RV1.

Condições Ambiente		
P_{amb}	101600Pa	
T_{amb}	279, 56K	
Condições de contorno		
	Condições no Primário	Condições no Secundário
$V[m/s]$	166, 7	167, 9
$D[mm]$	33, 0	75, 0
$Ma[-]$	0, 506	0, 51
$T_o[K]$	283, 9	283, 5
$P_o[Pa]$	121004, 9	121332, 7

Nas figuras a seguir são apresentados os espectros de ruído de cada uma das simulações para as razões de área $RA = 0,87$, $RA = 2,0$ e $RA = 4,0$ apresentadas nas tabelas B.1, B.2, B.3, B.7, B.8 e B.9 para as posições de observação $|\vec{X}| = 11,9m$ e posição angular 60° ; $|\vec{X}| = 12,89m$, 90° e $|\vec{X}| = 13,54m$, 120° . As constatações observadas nestes gráficos são similares à discussão apresentada na seção 5.4.2 para as simulações com razão de área $RA = 2,0$. Constam, portanto, apenas os gráficos não apresentados anteriormente.

As figuras B.1, B.4 e B.5 apresentam os perfis de nível de pressão sonora para as simulações RA087RV063, RA087RV079 e RA087RV1 em comparação com os dados experimentais. E as figuras B.6 e B.7, retratam o ruído calculado das simulações RA087RV079 e RA087RV1.

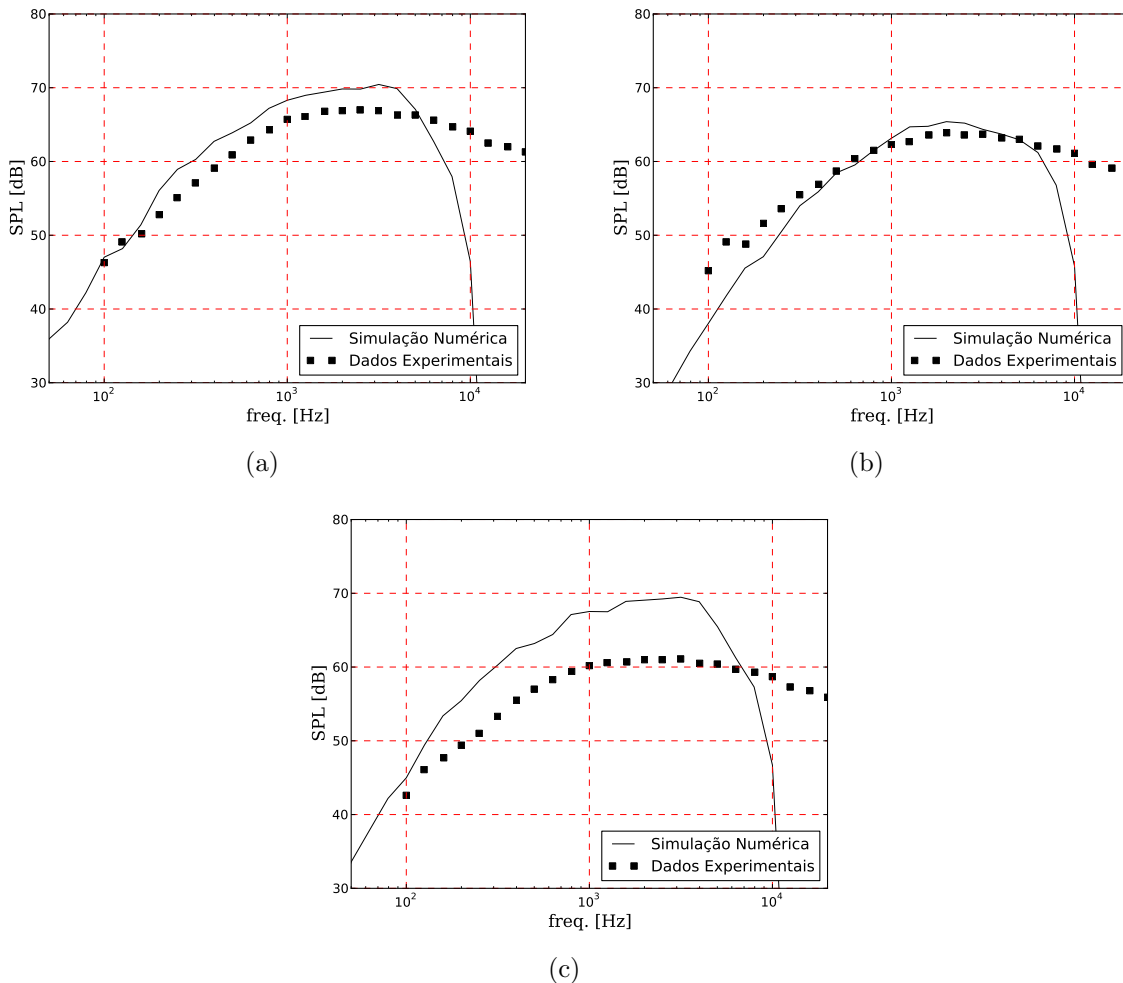
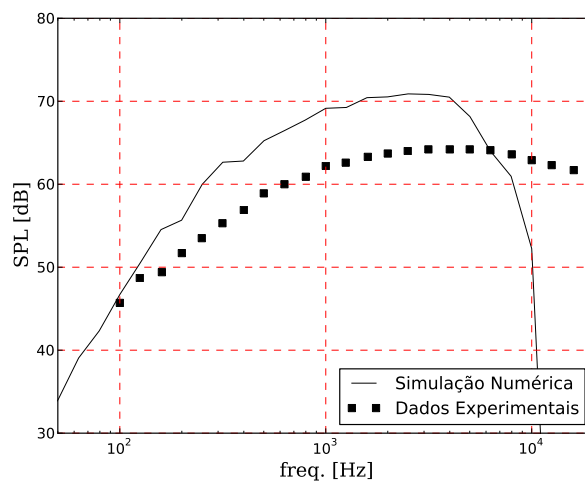
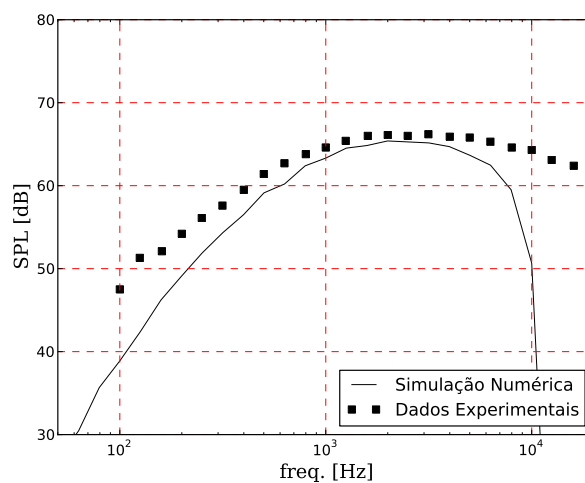


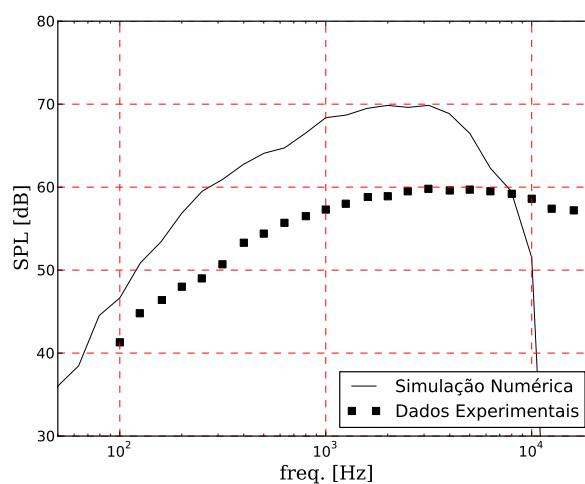
Figura B.1 – Nível de pressão sonora em terço de banda de oitava para a simulação RA087RV063 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).



(a)

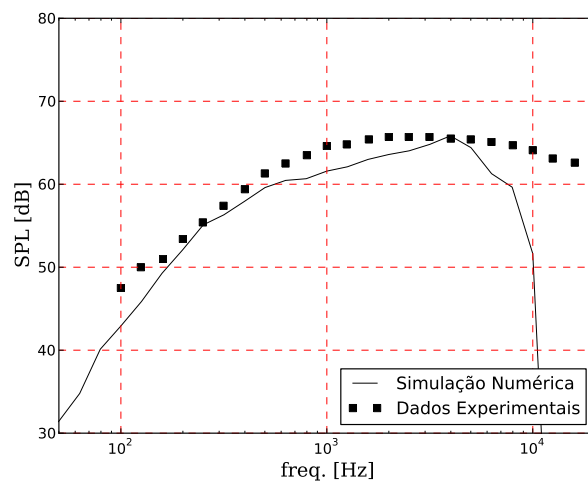


(b)

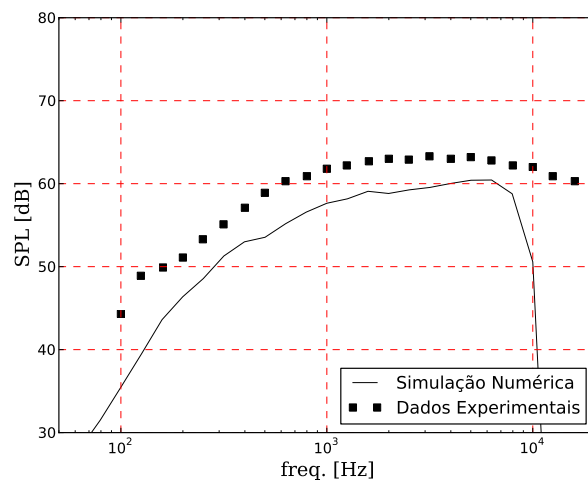


(c)

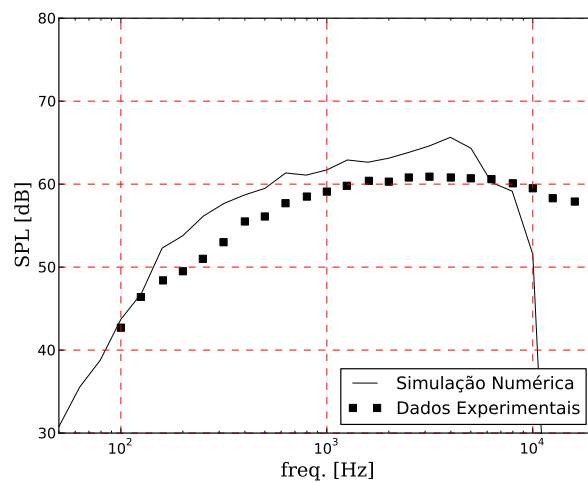
Figura B.2 – Nível de pressão sonora para a simulação RA087RV079 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).



(a)

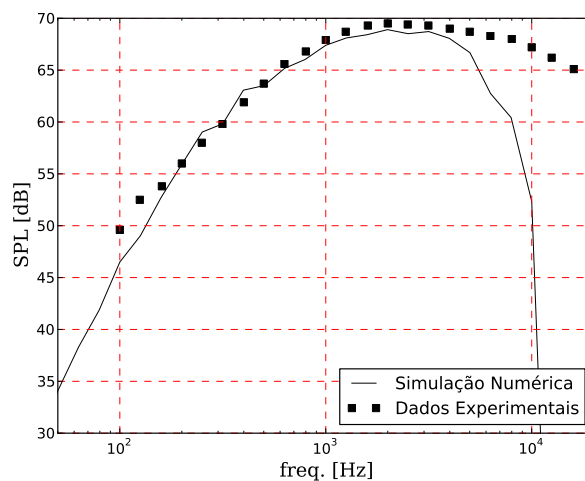


(b)

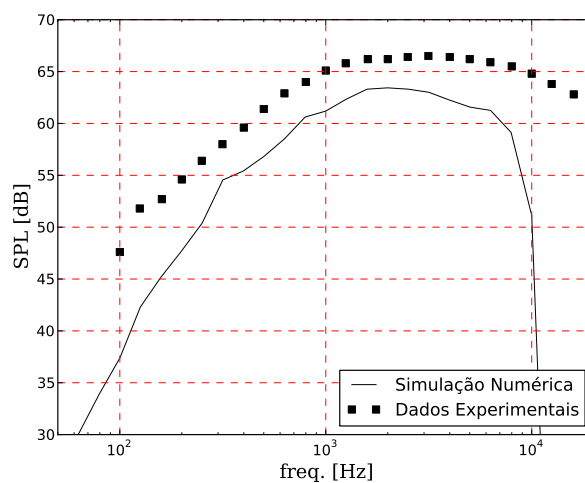


(c)

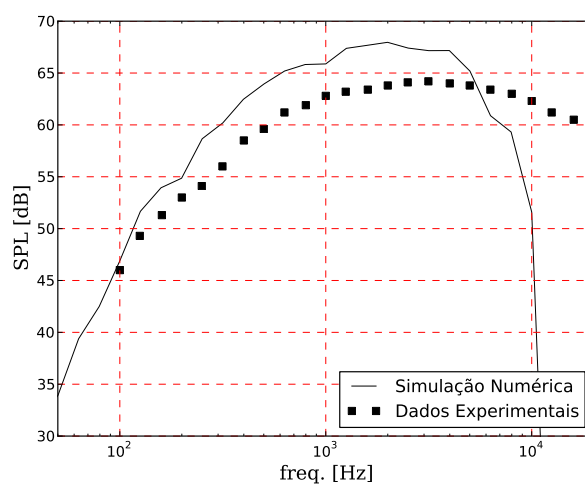
Figura B.3 – Nível de pressão sonora para a simulação RA087RV1 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).



(a)

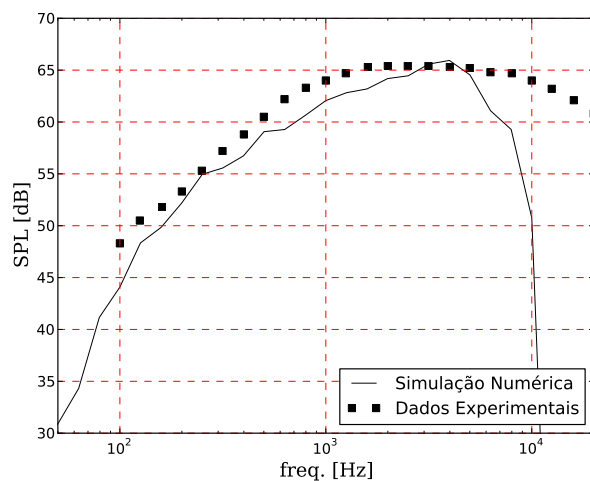


(b)

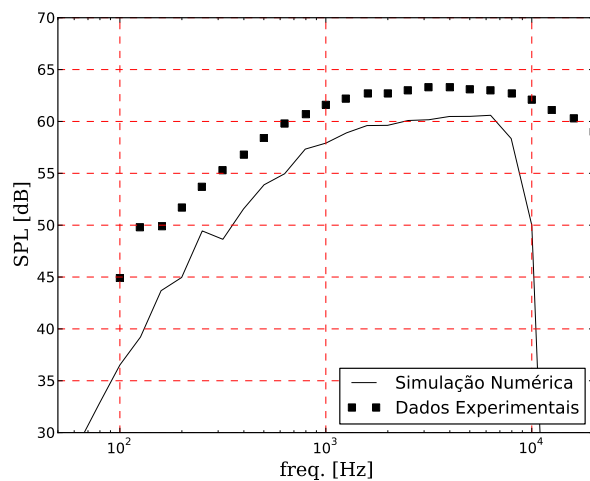


(c)

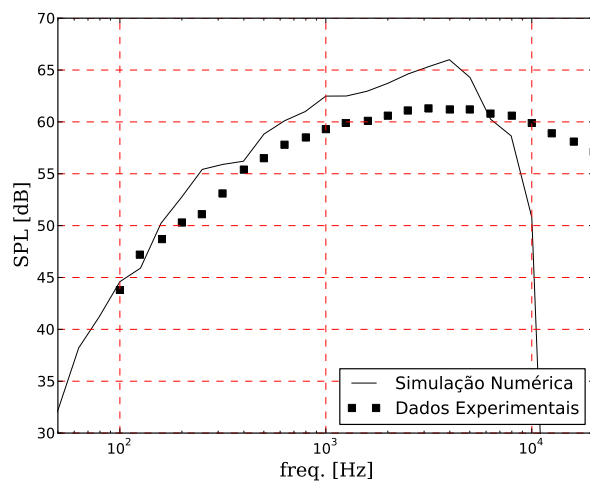
Figura B.4 – Nível de pressão sonora para a simulação RA2RV079 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).



(a)

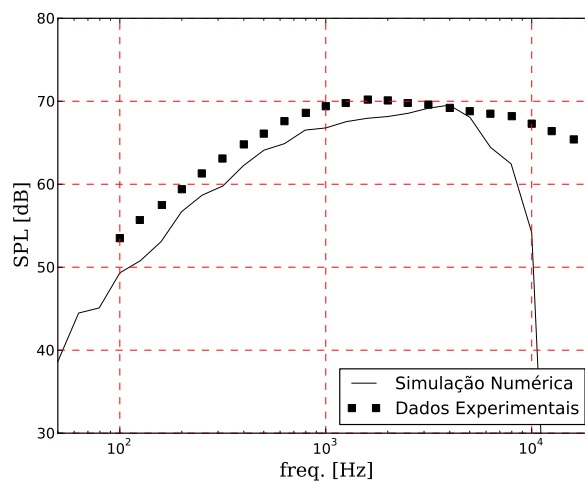


(b)

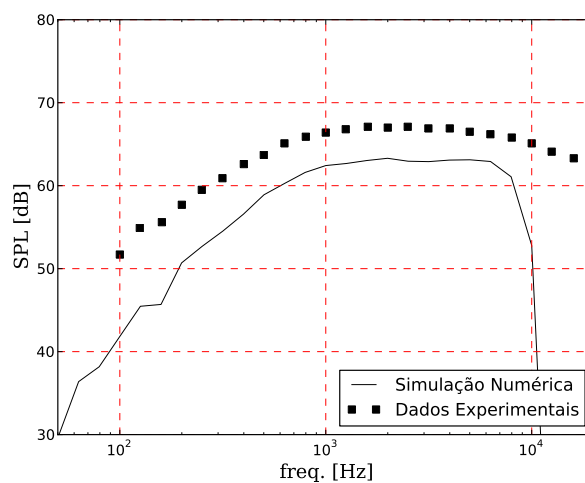


(c)

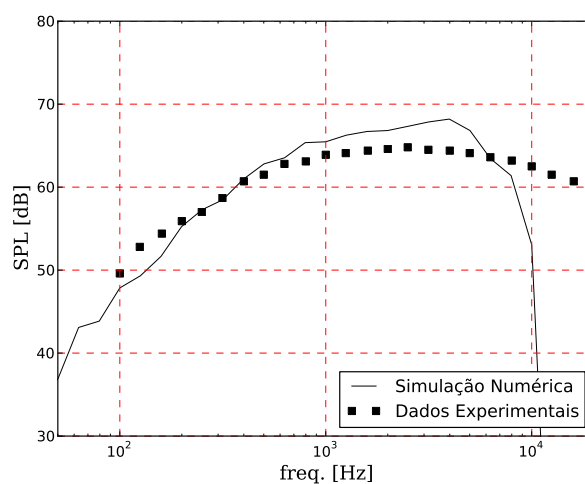
Figura B.5 – Nível de pressão sonora para a simulação RA2RV1 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).



(a)

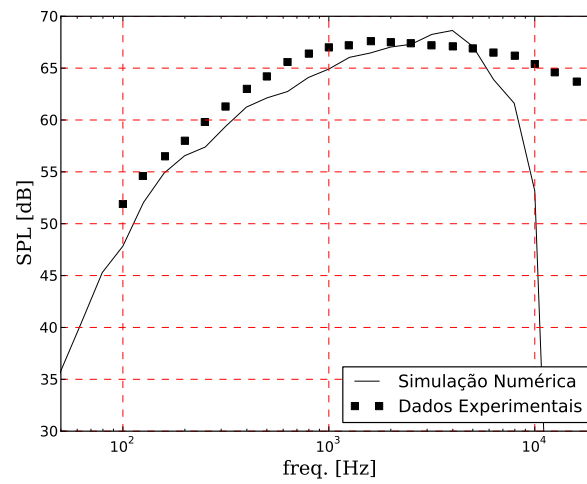


(b)

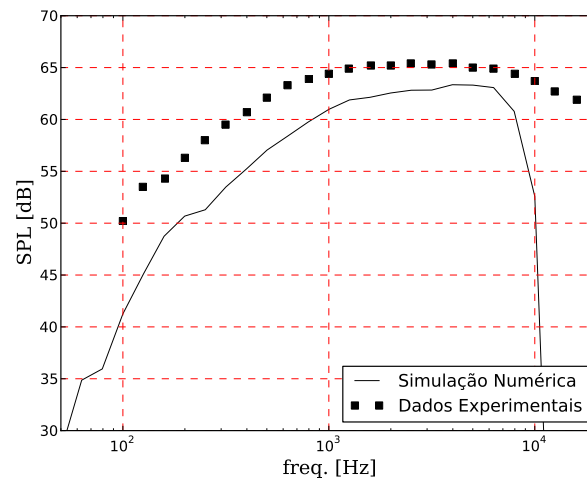


(c)

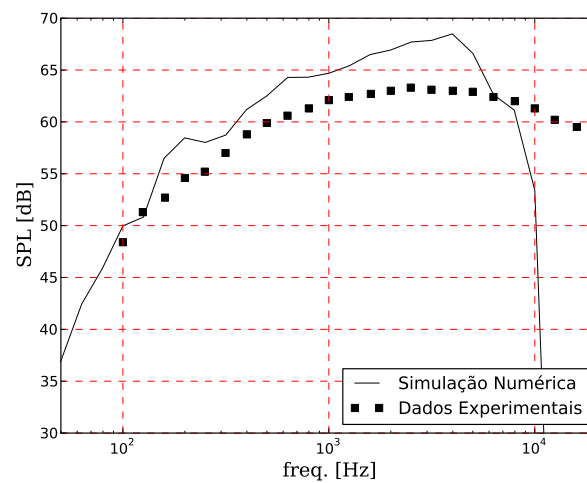
Figura B.6 – Nível de pressão sonora para a simulação RA4RV079 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).



(a)



(b)



(c)

Figura B.7 – Nível de pressão sonora para a simulação RA4RV1 nas posições angulares 60° (a), 90° (b) e 120° (c).